10/533955

PCT/JP03/13646

# 日本国特許庁
# JAPAN PATENT OFFICE

24.10.03

別紙添付の書類に記載されている事項は下記の出願書類に記載されている事項と同一であることを証明する。

This is to certify that the annexed is a true copy of the following application as filed with this Office.

RECEIVED
12 DEC 2003
WIPO PCT

出願年月日
Date of Application: ２００２年１１月　５日

出願番号
Application Number: 特願２００２－３２０９６５

[ST. 10/C] : [ＪＰ２００２－３２０９６５]

出願人
Applicant(s): よこはまティーエルオー株式会社

**PRIORITY DOCUMENT**
SUBMITTED OR TRANSMITTED IN COMPLIANCE WITH RULE 17.1(a) OR (b)

２００３年１１月２８日

特許庁長官
Commissioner, Japan Patent Office　今井康夫

BEST AVAILABLE COPY

出証番号　出証特２００３－３０９８４０５

【書類名】　特許願
【整理番号】　P021002
【あて先】　特許庁長官殿
【国際特許分類】　H02K 42/01
【発明者】
　【住所又は居所】　神奈川県横浜市神奈川区六角橋６－２４－２－２０２
　【氏名】　藤本　康孝
【特許出願人】
　【識別番号】　801000038
　【氏名又は名称】　よこはまティーエルオー株式会社
【代理人】
　【識別番号】　100101915
　【弁理士】
　【氏名又は名称】　塩野入　章夫
　【電話番号】　0466-28-6817
【手数料の表示】
　【予納台帳番号】　170635
　【納付金額】　21,000円
【提出物件の目録】
　【物件名】　明細書　1
　【物件名】　図面　1
　【物件名】　要約書　1
　【包括委任状番号】　0107836
【プルーフの要否】　要

【書類名】　明細書
【発明の名称】　スパイラル型リニアモータ
【特許請求の範囲】
【請求項１】　中心軸と当該中心軸の外周に設けたらせん状部とを備える回転子と、
前記回転子と同ピッチのらせん状の中空磁極を備える固定子とを備え、
前記回転子の中心軸を前記固定子の中空磁極内とし、前記回転子のらせん状部を前記固定子の中空磁極のらせん状の溝内においてらせん状に回転自在とし、前記回転子は前記固定子に対してらせん状に回転しながら軸方向に直動することを特徴とする、スパイラル型リニアモータ。
【請求項２】　前記回転子は、前記らせん状部のらせん側面に永久磁石を備えることを特徴とする、請求項１に記載のスパイラル型リニアモータ。
【請求項３】　前記固定子は、前記中空磁極のらせん状の両側面に互いに９０度位相をずらした２相の巻き線を軸方向に巻回することを特徴とする、請求項１に記載のスパイラル型リニアモータ。
【請求項４】　前記固定子は、前記中空磁極のらせん状の両側面にスロットを備え、当該スロットに前記巻き線を巻回することを特徴とする、請求項１に記載のスパイラル型リニアモータ。
【発明の詳細な説明】
【０００１】
【発明の属する技術分野】
本発明は、固定子に対して回転子が軸方向に直動するスパイラル型リニアモータに関する。
【０００２】
【従来の技術】
ＮＣ機械など、外力を受けながら精密な位置決めを行う場合、大きな推力と高い剛性が必要となる。この大きな推力を得るにはギヤによりモータの出力を減速する方法と、大きな磁界を利用するダイレクトドライブ方式が知られている。
【０００３】

ギヤによりモータの出力を減速することにより大きな推力を得る場合には、ギヤによりクーロン摩擦力が位置決め精度に大きく影響するという問題があり、また、ダイレクトドライブ方式により大きな推力を得る場合には、装置が大型になるという問題がある。

【０００４】

特に直動型のアクチュエータの場合には、ギヤを用いた方式として回転型のモータとボールねじを組み合わせた構成が知られているが、回転型のモータとボールねじを組み合わせる構成は位置決め精度の問題の他、装置が複雑になるという問題がある。また、ダイレクトドライブ方式による直動型のアクチュエータとしては、リニアモータを利用した構成が知られている。

【０００５】

また、直進駆動力を発生するモータとして、円筒状表面にＮ極とＳ極とをらせん状に交互に等間隔で着磁して回転子とし、軸方向に対して垂直平面上に周囲を囲むように電磁コイルを配置して固定子とするスパイラルモータが提案されている。例えば、このようなスパイラルモータとして特許文献１が提案されている。

【０００６】

【特許文献１】

特開平９－５６１４３号

【０００７】

【発明が解決しようとする課題】

従来のモータ構成では、大きな推力を得るには、装置が複雑になるという問題がある。また、上記文献に提案されるスパイラルモータでは、推力は電磁コイルと回転子の外周面との対向面積に依存するため、大きな推力を得ることが困難であるという問題がある。

【０００８】

したがって、従来、直進駆動力を発生するモータとして知られる構成では、小型軽量、高精度、高推力の各点を同時に備えることができないという問題がある。

【０００９】

そこで、本発明は前記した従来の問題点を解決し、直進駆動力を発生するモータにおいて、小型軽量、高精度、高推力の各点を同時に備えることができることを目的とする。

【００１０】

【課題を解決するための手段】

本発明は、回転運動を並進運動に変換するねじの機構と電磁力による動力機構とを一体化することにより、小型軽量、高精度、高推力の各点を同時に備える直動モータを構成するものである。本発明は、ねじ機構を電磁力により非接触とすることにより摩擦による影響を排除し、これにより高精度の位置決め制御が可能となる。また、電磁力を作用させるねじ機構部分の面積を大きくとることができるため磁束を有効に利用することができ、同一体積、同一重量の従来のリニアモータよりも大きな推力を得ることができる。

【００１１】

本発明のスパイラル型リニアモータは、回転子及び固定子を共にらせん状に構成し、両らせん状部分を互いに組み合わせることにより、らせん状に回転しながら軸方向に推力を発生するものであり、らせん状とすることにより減速ギヤと同様に高推力を得ることができ、また、回転子と固定子の軸方向に対向する大きな面積を利用することにより高推力を得ることができる。

【００１２】

また、回転子及び固定子のピッチを小さくすることにより高回転型となり、小型軽量とすることができる。

【００１３】

また、回転子と固定子との間は非接触であるため、摩擦による影響を少なくして高精度の位置決めが可能となる。

【００１４】

本発明のスパイラルモータは、中心軸とこの中心軸の外周に設けたらせん状部とを備える回転子と、回転子と同ピッチのらせん状の中空磁極を備える固定子とを備えた構成とし、回転子の中心軸を固定子の中空磁極内に配置する。そして、回転子のらせん状部を固定子の中空磁極のらせん状の溝内においてらせん状に回

転自在とし、回転子を固定子に対してらせん状に回転しながら軸方向に直動させる。

【００１５】

この構成によるスパイラル型リニアモータでは、らせん状に形成された固定子の溝内を、同じくらせん状に形成された回転子のらせん状部をらせん状に回転しながら、ねじ機構と同様に軸方向に直動する。

【００１６】

本発明のスパイラル型リニアモータの回転子は、回転子のらせん状部のらせん側面に永久磁石を備える。また、本発明のスパイラル型リニアモータの固定子は、中空磁極のらせん状の両側面に互いに９０度位相をずらした２相の巻き線を軸方向に巻回する。また、固定子は、中空磁極のらせん状の両側面に凹凸部を備え、この凹凸部に巻き線を巻回する。

【００１７】

本発明のスパイラル型リニアモータのトルク及び推力は、回転子と固定子の互いに対向する磁極のらせん状側面間で交差する電磁力により発生し、それぞれ独立して制御することができる。

【００１８】

【発明の実施の形態】

以下、本発明の実施の形態について、図を参照しながら詳細に説明する。図１～図４を用いて本発明のスパイラル型リニアモータの固定子について、図５～図７を用いて本発明のスパイラル型リニアモータの回転子について、図８～図１０を用いて本発明のスパイラル型リニアモータの回転子と固定子の組み合わせの各構造について説明する。また、図１１～図１５を用いて本発明のスパイラル型リニアモータの推力発生の原理について説明し、図１６を用いて本発明のスパイラル型リニアモータの電機子回路について説明し、図１７～図２２を用いて本発明のスパイラル型リニアモータの制御について説明する。

【００１９】

本発明のスパイラル型リニアモータ１は固定子２と回転子３とを含み、回転子３は固定子２に対してらせん状の回転しながら軸方向に直動する。

【００２０】

図１は本発明の固定子２の概略構成を示す図である。固定子２は、軸方向に中空孔２ｂを有すると共に、軸方向に向かって所定のピッチで形成されたらせん状の磁極２ａを備える。らせん状に形成される磁極２ａは軸方向に側面２Ａと側面２Ｂを有し、軸方向で隣り合う磁極２ａの側面２Ａと側面２Ｂの間には、同ピッチのらせん状の溝２Ｃが形成される。このらせん状の溝２Ｃには、本発明の回転子１のらせん状部がらせん状の回転可能に設けられる。

【００２１】

また、磁極２ａの側面２Ａ，側面２Ｂには、軸方向の凹部を有するスロット２ｃがらせん方向に沿って形成される。このスロット２ｃには磁界を形成するための巻き線が巻回される。

【００２２】

図２は、巻き線をスロット２ｃに巻回した固定子を示している。固定子２には２相の巻き線４が巻かれる。一方の相の巻き線４ａは、例えば磁極２ａの側面２Ａに形成されたスロット２ｃに軸方向に巻かれ、他方の相の巻き線４ｂは、例えば磁極２ａの側面２Ｂに形成されたスロット２ｃに軸方向に巻かれ、側面２Ａに巻回される巻き線４ａと側面２Ｂに巻回される巻き線４ｂは、それぞれ９０度位相をずらせて巻かれる。

【００２３】

図３は、固定子２に巻かれる２相の巻き線の位相状態を説明するための図である。図３（ａ）は、固定子を軸方向に投影した状態を示している。なお、ここでは、４極の場合について示している。巻き線を巻回するスロット２ｃを円周方向で角度αの間隔で形成し、各相の巻き線を２つのスロットに対して巻回する。これにより、各相の巻き線は角度２αを単位として巻回される。

【００２４】

また、各相をａ相及びｂ相としたとき、ａ相とｂ相は角度αだけずれて巻回される。図３（ｂ）は例えばａ相の巻き線により電流の流れを示し、図３（ｃ）は例えばｂ相の巻き線により電流の流れを示している。ａ相の電流とｂ相の電流は、互いに角度αだけ位相がずれている。

【００２５】

図４は、固定子の作成手順の一例を説明するための概略図である。なお、図４（ａ）～（ｃ）中の２つの図は、同一状態の固定子を異なる角度から見た状態を示している。はじめに、円盤状の電磁鋼板を積層して円筒状の部材を形成する。電磁鋼板は珪素鋼板とすることができる。図４（ａ）は、この積層した電磁鋼板の外形を示している。次に、積層した電磁鋼板を、図４（ｂ）に示すようにスパイラル形状に切削し、スパイラル状の磁極部分を形成する。さらに、スパイラル状の磁極部分を切削して、巻き線を巻くためのスロットを形成する。なお、高調波非同期トルクの異常トルクを防止するために、斜めに切削してスキューを設けるようにしてもよい。

【００２６】

図５は本発明の回転子３の概略構成を示す図である。回転子３は、中心軸３ｂと、該中心軸３ｂの軸方向に向かって所定のピッチでらせん状に形成されたらせん状部３ａとを備える。らせん状部３ａは軸方向に側面３Ａと側面３Ｂを有し、軸方向で隣り合うらせん状部３ａの側面３Ａと側面３Ｂの間には、同ピッチのらせん状の溝３Ｃが形成される。また、らせん状部３ａの側面３Ａと側面３Ｂの面には永久磁石３ｃが取り付けられる。

【００２７】

図６は回転子を軸方向に投影した図である。図６は４極の例を示しており、９０度間隔でＮ極及びＳ極の永久磁石３ｃが交互にが取り付けられる。永久磁石３ｃは側面３Ａ及び側面３Ｂに接着により取り付けることができる。

【００２８】

図７は、回転子の作成手順の一例を説明するための概略図である。なお、図７（ａ）～，（ｂ）中の２つの図は、同一状態の回転子を異なる角度から見た状態を示している。はじめに、円柱状の部材を切削加工して中心軸３ｂ及びらせん状部３ａを形成する。図７（ａ）は、切削加工により形成した中心軸３ｂ及びらせん状部３ａの外形を示している。回転子３のらせん状部３ａのピッチは、固定子２のらせん状の溝２Ｃのピッチと同ピッチに形成される。次に、図７（ｂ）に示すように、形成したらせん状部３ａの軸方向の両側面に３Ａ，３Ｂに永久磁石３

ｃを接着する。

【００２９】

本発明のスパイラル型リニアモータ１は、固定子２に回転子３を組み込み、回転子３の中心軸３ｂの両端を軸支すると共に、固定子２をフレームで支持することにより構成することができる。なお、フレームはアルミ材等で形成することができる。

【００３０】

図８は固定子２に回転子３を組み込んだ状態を外側から見た図であり、図９は同じく固定子２に回転子３を組み込んだ状態の一部を切り取って内部状態を示した図である。

【００３１】

回転子３のらせん状部３ａは、固定子２のらせん状の溝２Ｃ内にらせん状に回転自在となるように組み込まれ、また、回転子３のらせん状の溝３Ｃには、固定子２のらせん状の磁極２ａがらせん状に回転自在となるように組み込まれて取り付けられる。

【００３２】

また、固定子２の磁極２ａの側面２Ａ，側面２Ｂには、軸方向の凹部を形成してなるスロット２ｃがらせん方向に沿って形成される。このスロット２ｃには磁界を形成するための巻き線４が巻回される。巻き線４に電流を供給することにより磁極２ａには磁界が形成され、この固定子２側に形成される磁界と、回転子３の永久磁石３ｃによる磁界との相互作用により軸方向の推力及び回転トルクが形成される。

【００３３】

本発明のスパイラル型リニアモータは、固定子２と回転子３の軸方向のギャップを一定値に制御しながら回転力を制御する。回転子３は、固定子２に対してらせん状に進行し、出力軸である回転子３の中心軸３ｂは直動機構として動作する。

【００３４】

図１０は本発明のスパイラル型リニアモータの縦断面図である。本発明のスパ

イラル型リニアモータ１は、その外周部分にモータフレーム５を備え、これにより固定子２を支持する。図１０では、固定子２の磁極２ａの外周面をモータフレーム５の内周面に固着することにより固定子２の支持を行っている。なお、この固着は、ねじで行う他に接着材を用いるようにしてもよい。

【００３５】

また、回転子３はモータフレーム５に対して、リニアベアリング６により回転自在に支持される。リニアベアリング６はモータフレーム５の両端に設けた支持部材により取り付けられ、回転子３の中心軸３ｂの両端部分を回転支持する。

【００３６】

なお、固定子２の側面部分には、回転子３の側面とのギャップを検出するためにギャップセンサ７が取り付けられる。また、回転子３の回転速度を検出するためにロータリエンコーダ８が取り付けられる。

【００３７】

次に、本発明のスパイラル型リニアモータの推力発生の原理について説明する。

【００３８】

図１１は本発明のスパイラル型リニアモータの極座標展開図である。極座標展開図において、回転子３から見ると、回転子３は２つの固定子２の磁極により挟まれる。この磁極に設けた隣接する巻き線に対して、位相が９０度ずれた電流$I_a$及び$I_b$を供給することにより回転子３を挟む閉磁路が形成され、回転子３の設けられる永久磁石３はこの閉磁路による磁界の作用を受ける。

【００３９】

ここで、この極座標展開図において、固定子２側のスロットに巻回される巻き線の角度を２$\alpha$とし、回転子３側の永久磁石の角度を２$\beta$とし、固定子２に対する回転子３の回転角度を$\theta$とする。また、固定子２と回転子３の側面間のギャップを$l_g$とし、永久磁石の厚さを$l_m$とし、回転子３の固定子２の溝内における偏りをｘとし、固定子及び回転子のピッチを$l_p$とし、永久磁石の中心軸から径方向の端部までの距離をそれぞれ$r_1$，$r_2$（$r_1 < r_2$）としている。

【００４０】

なお、ここで用いるパラメータは、以下の表１で示される。

【表１】

表１　パラメータ

| | |
|---|---|
| $I_a$ [A] | 固定子裏面の A 相電機子電流 |
| $I_b$ [A] | 固定子裏面の B 相電機子電流 |
| $I'_a$ [A] | 固定子表面の A 相電機子電流 |
| $I'_b$ [A] | 固定子表面の B 相電機子電流 |
| $n$ | 電機子巻線の巻数 |
| $\alpha$ [rad] | 隣り合う固定子スロット間の角度 $=\pi/2p$ |
| $\beta$ [rad] | 回転子永久磁石の角度÷２ |
| $\ell_m$ [m] | 回転子永久磁石の厚さ |
| $\ell_g$ [m] | 固定子と回転子のギャップ幅の基準値 |
| $x_g$ [m] | 固定子と回転子のギャップの変位 |
| $\theta$ [m] | 回転子の回転角度 |
| $r_1$ [m] | 永久磁石の内径 |
| $r_2$ [m] | 永久磁石の外径 |
| $p$ | らせん 1 層あたりの極対数 |
| $q$ | らせんの層数 |
| $\mu_0$ | 真空の透磁率 |
| $\mu_m$ | 永久磁石の透磁率 |
| $B_r$ [T] | 永久磁石の残留磁束密度 |
| $\ell_p$ [m] | らせんのピッチ |

【００４１】

この極座標展開図において、界磁巻き線と永久磁石の相対位置関係に応じて２通りの磁気回路のモデル（とモード２とする）が考えられる。

【００４２】

第１の磁気回路のモデル（モード１）は、永久磁石が巻き線を一つ跨ぐ場合である。図１２の極座標展開図及び図１３の等価磁気回路はこのモード１の磁気回路モデルの状態を示している。

【００４３】

このモード１では、回転角を$\theta$としたとき、－（$\alpha$－$\beta$）≦$\theta$≦（$\alpha$－$\beta$）が成立する場合であり、このときのパラメータは、以下の表２で示される。

【表２】

表２　モード１の磁気回路パラメータ

| | |
|---|---|
| $F_m$ | 永久磁石の起磁力 |
| $R_{m1}$ | 領域 (i) の永久磁石の磁気抵抗 |
| $R_{m2}$ | 領域 (ii) の永久磁石の磁気抵抗 |
| $\Phi_1$ | 領域 (i)-(A) の磁束 |
| $\Phi_{m1}$ | 領域 (i)-(A) の永久磁石のある領域の磁束 |
| $\Phi_{\ell 1}$ | 領域 (i)-(A) の永久磁石のない領域の磁束 |
| $\Phi_2$ | 領域 (ii)-(A) の磁束 |
| $\Phi_{m2}$ | 領域 (ii)-(A) の永久磁石のある領域の磁束 |
| $\Phi_{\ell 2}$ | 領域 (ii)-(A) の永久磁石のない領域の磁束 |
| $F_1$ | 領域 (i)-(A) の電機子巻線の起磁力 |
| $F_2$ | 領域 (ii)-(A) の電機子巻線の起磁力 |
| $R_{g1}$ | 領域 (i)-(A) のギャップ磁気抵抗 |
| $R_{\ell 1}$ | 領域 (i)-(A) のもれ磁路の磁気抵抗 |
| $R_{g2}$ | 領域 (ii)-(A) のギャップ磁気抵抗 |
| $R_{\ell 2}$ | 領域 (ii)-(A) のもれ磁路の磁気抵抗 |
| $\Phi'_1$ | 領域 (i)-(B) の磁束 |
| $\Phi'_{m1}$ | 領域 (i)-(B) の永久磁石のある領域の磁束 |
| $\Phi'_{\ell 1}$ | 領域 (i)-(B) の永久磁石のない領域の磁束 |
| $\Phi'_2$ | 領域 (ii)-(B) の磁束 |
| $\Phi'_{m2}$ | 領域 (ii)-(B) の永久磁石のある領域の磁束 |
| $\Phi'_{\ell 2}$ | 領域 (ii)-(B) の永久磁石のない領域の磁束 |
| $F'_1$ | 領域 (i)-(B) の電機子巻線の起磁力 |
| $F'_2$ | 領域 (ii)-(B) の電機子巻線の起磁力 |
| $R'_{g1}$ | 領域 (i)-(B) のギャップ磁気抵抗 |
| $R'_{\ell 1}$ | 領域 (i)-(B) のもれ磁路の磁気抵抗 |
| $R'_{g2}$ | 領域 (ii)-(B) のギャップ磁気抵抗 |
| $R'_{\ell 2}$ | 領域 (ii)-(B) のもれ磁路の磁気抵抗 |

【００４４】

ここで、対称性から領域（iii）－（A），（iv）－（A），（iii）－（B），（iv）－（B）の磁束はそれぞれ$-\Phi_1$，$-\Phi_2$，$-\Phi'_1$，$-\Phi'_2$となる。また、電機子巻き線の起磁力も同様に、$-F_1$，$-F_2$，$-F'_1$，$-F'_2$となる。

【００４５】

また、第2の磁気回路のモデル（モード2）は、永久磁石が巻き線を二つ跨ぐ場合である。図１４の極座標展開図及び図１５の等価磁気回路はこのモード２の磁気回路モデルの状態を示している。

【００４６】

このモード２では、回転角を$\theta$としたとき、$(\alpha-\beta) \leqq \theta \leqq \beta$が成立する場合であり、このときのパラメータは、以下の表３で示される。

【表３】

表３　モード２の磁気回路パラメータ

| | |
|---|---|
| $F_m$ | 永久磁石の起磁力 |
| $R_{m1}$ | 領域 (i) の永久磁石の磁気抵抗 |
| $R_{m2}$ | 領域 (ii) の永久磁石の磁気抵抗 |
| $\Phi_1$ | 領域 (i)-(A) の磁束 |
| $\Phi_{m1}$, $\Phi_{m2}$ | 領域 (i)-(A) の永久磁石のある領域の磁束 |
| $\Phi_{\ell 1}$ | 領域 (i)-(A) の永久磁石のない領域の磁束 |
| $\Phi_2$ | 領域 (ii)-(A) の磁束 |
| $F_1$ | 領域 (i)-(A) の電機子巻線の起磁力 |
| $F_2$ | 領域 (ii)-(A) の電機子巻線の起磁力 |
| $R_{g11}$, $R_{g12}$ | 領域 (i)-(A) のギャップ磁気抵抗 |
| $R_{\ell 1}$ | 領域 (i)-(A) のもれ磁路の磁気抵抗 |
| $R_{g2}$ | 領域 (ii)-(A) のギャップ磁気抵抗 |
| $\Phi'_1$ | 領域 (i)-(B) の磁束 |
| $\Phi'_{m1}$, $\Phi'_{m2}$ | 領域 (i)-(B) の永久磁石のある領域の磁束 |
| $\Phi'_{\ell 1}$ | 領域 (i)-(B) の永久磁石のない領域の磁束 |
| $\Phi'_2$ | 領域 (ii)-(B) の磁束 |
| $F'_1$ | 領域 (i)-(B) の電機子巻線の起磁力 |
| $F'_2$ | 領域 (ii)-(B) の電機子巻線の起磁力 |
| $R'_{g11}$, $R'_{g12}$ | 領域 (i)-(B) のギャップ磁気抵抗 |
| $R'_{\ell 1}$ | 領域 (i)-(B) のもれ磁路の磁気抵抗 |
| $R'_{g2}$ | 領域 (ii)-(B) のギャップ磁気抵抗 |

【００４７】

ここで、モード１における推力を求める。回転角$\theta$が$-(\alpha-\beta) \leqq \theta \leqq (\alpha-\beta)$の範囲にある場合の推力について、図１２のように、電機子巻き線の各相に電流$I_a$［A］，$I_b$［A］，$I'_a$［A］，$I'_b$［A］を流したとき、領域（i），（ii）での電機子巻き線による起磁力$F_1$，$F_2$，$F'_1$，$F'_2$［

Ａ］及び永久磁石による起磁力Ｆｍ［Ａ］は以下の数１中の式（１）〜（５）で表される。

【数１】

$$F_1 = -n(I_a - I_b) \quad \cdots\cdots (1)$$

$$F_2 = -n(I_a + I_b) \quad \cdots\cdots (2)$$

$$F_1' = -n(I_a' - I_b') \quad \cdots\cdots (3)$$

$$F_2' = -n(I_a' + I_b') \quad \cdots\cdots (4)$$

$$F_m = \frac{B_r \ell_m}{\mu_m} \quad \cdots\cdots (5)$$

【００４８】

ただし、ｎは巻数を表す。また、Ｂ′ｒ［Ｔ］は永久磁石の残留磁束密度を、μ′ｍは永久磁石の透磁率を表す。また、各磁気抵抗は以下の数２中の式（６）〜（１５）で表される。

【数２】

$$R_{g1} = \frac{-x_g + \ell_g}{(\beta - \theta) S_0 \mu_0} \quad \cdots\cdots (6)$$

$$R_{m1} = \frac{\ell_m}{(\beta - \theta) S_0 \mu_m} \quad \cdots\cdots (7)$$

$$R_{\ell 1} = \frac{-x_g + \ell_g + \ell_m}{(\alpha - \beta + \theta) S_0 \mu_0} \quad \cdots\cdots (8)$$

$$R_{g2} = \frac{-x_g + \ell_g}{(\beta + \theta) S_0 \mu_0} \quad \cdots\cdots (9)$$

$$R_{m2} = \frac{\ell_m}{(\beta + \theta) S_0 \mu_m} \quad \cdots\cdots (10)$$

$$R_{\ell 2} = \frac{-x_g + \ell_g + \ell_m}{(\alpha - \beta - \theta) S_0 \mu_0} \quad \cdots\cdots (11)$$

$$R_{g1}' = \frac{x_g + \ell_g}{(\beta - \theta) S_0 \mu_0} \quad \cdots\cdots (12)$$

$$R_{\ell 1}' = \frac{x_g + \ell_g + \ell_m}{(\alpha - \beta + \theta) S_0 \mu_0} \quad \cdots\cdots (13)$$

$$R_{g2}' = \frac{x_g + \ell_g}{(\beta + \theta) S_0 \mu_0} \quad \cdots\cdots (14)$$

$$R_{\ell 2}' = \frac{x_g + \ell_g + \ell_m}{(\alpha - \beta - \theta) S_0 \mu_0} \quad \cdots\cdots (15)$$

ただし，$S_0 = {r_2}^2 - {r_1}^2$, $\mu_0$ は真空の透磁率である．

【００４９】

以下、領域（Ａ）について見ると、領域（Ａ）における磁気回路の方程式は図１３より以下の数３中の式（１６）～（２１）で表される。

【数３】

$$-F_1 - F_m + R_{g1}\Phi_{m1} + R_{m1}\Phi_{m1} = 0 \cdots\cdots (16)$$
$$-F_1 + R_{\ell 1}\Phi_{\ell 1} = 0 \cdots\cdots (17)$$
$$\Phi_{\ell 1} + \Phi_{m1} = \Phi_1 \cdots\cdot (18)$$
$$-F_2 - F_m + R_{g2}\Phi_{m2} + R_{m2}\Phi_{m2} = 0 \cdots\cdots (19)$$
$$-F_2 + R_{\ell 2}\Phi_{\ell 2} = 0 \cdots\cdots (20)$$
$$\Phi_{\ell 2} + \Phi_{m2} = \Phi_2 \cdots\cdot (21)$$

これより、磁気回路を貫き磁束を求めると、以下の数４中の式（２２）～（２７）で表される。

【数４】

$$
\begin{aligned}
\Phi_{m1} &= \frac{F_1 + F_m}{R_{g1} + R_{m1}} \\
&= \frac{(\beta-\theta)S_0\mu_0(B_r\ell_m + n(-I_a + I_b)\mu_m)}{\ell_m\mu_0 + (-x_g + \ell_g)\mu_m} \quad (22)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Phi_{\ell 1} &= \frac{F_1}{R_{\ell 1}} \\
&= -\frac{n(\alpha-\beta+\theta)(I_a - I_b)S_0\mu_0}{-x_g + \ell_g + \ell_m} \quad \cdots\cdots\cdots \ (23)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Phi_1 &= \frac{F_m R_{\ell 1} + F_1(R_{g1} + R_{\ell 1} + R_{m1})}{R_{\ell 1}(R_{g1} + R_{m1})} \\
&= S_0\mu_0\left(\frac{(\beta-\theta)(B_r\ell_m + n(-I_a + I_b)\mu_m)}{\ell_m\mu_0 + (-x_g + \ell_g)\mu_m}\right. \\
&\quad \left. - \frac{n(\alpha-\beta+\theta)(I_a - I_b)}{-x_g + \ell_g + \ell_m}\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \ (24)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Phi_{m2} &= \frac{F_2 + F_m}{R_{g2} + R_{m2}} \\
&= \frac{(\beta+\theta)S_0\mu_0(B_r\ell_m - n(I_a + I_b)\mu_m)}{\ell_m\mu_0 + (-x_g + \ell_g)\mu_m} \quad \cdot \ (25)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Phi_{\ell 2} &= \frac{F_2}{R_{\ell 2}} \\
&= -\left(\frac{n(\alpha-\beta-\theta)(I_a + I_b)S_0\mu_0}{-x_g + \ell_g + \ell_m}\right) \quad \cdots\cdots \ (26)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Phi_2 &= \frac{F_m R_{\ell 2} + F_2(R_{g2} + R_{\ell 2} + R_{m2})}{R_{\ell 2}(R_{g2} + R_{m2})} \\
&= S_0\mu_0\left(\frac{(\beta+\theta)(B_r\ell_m - n(I_a + I_b)\mu_m)}{\ell_m\mu_0 + (-x_g + \ell_g)\mu_m}\right. \\
&\quad \left. - \frac{n(\alpha-\beta-\theta)(I_a + I_b)}{-x_g + \ell_g + \ell_m}\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \ (27)
\end{aligned}
$$

これより、電機子巻き線電流Ｉ$_a$，Ｉ$_b$及び等価磁化電流Ｉ$_m$＝Ｆ$_m$に鎖交する磁束Φ$_a$，Φ$_b$，Φ$_m$は、極対数及び層数を考慮して、以下の数５中の式（２８）～（３０）で表される。

【数５】

$$
\begin{aligned}
\Phi_a &= -2pqn(\Phi_1 + \Phi_2) \\
&= -4pqnS_0\mu_0 \left( \frac{(\beta B_r \ell_m - n(\beta I_a + \theta I_b)\mu_m}{\ell_m \mu_0 + (-x_g + \ell_g)\mu_m} \right. \\
&\qquad \left. - \frac{n((\alpha-\beta)I_a - \theta I_b)}{-x_g + \ell_g + \ell_m} \right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (28) \\
\Phi_b &= 2pqn(\Phi_1 - \Phi_2) \\
&= 4pqnS_0\mu_0 \left( \frac{(-\theta B_r \ell_m + n(\theta I_a + \beta I_b)\mu_m}{\ell_m \mu_0 + (-x_g + \ell_g)\mu_m} \right. \\
&\qquad \left. - \frac{n(\theta I_a - (\alpha-\beta)I_b)}{-x_g + \ell_g + \ell_m} \right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (29) \\
\Phi_m &= 2pq(\Phi_{m1} + \Phi_{m2}) \\
&= \frac{4pqS_0\mu_0(\beta B_r \ell_m - n(\beta I_a + \theta I_b)\mu_m\ )}{\ell_m \mu_0 + (-x_g + \ell_g)\mu_m} \quad (30)
\end{aligned}
$$

【００５０】

簡単のために、永久磁石の透磁率$\mu$ mが真空の透磁率$\mu$ $_0$に等しいとすると、領域（Ａ）における全磁気エネルギーは以下の数６中の式（３１），（３２）で表される。

【数６】

$$
\begin{aligned}
W_0 &= \frac{I_a\Phi_a + I_b\Phi_b + I_m\Phi_m}{2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (31) \\
&= \frac{2pqS_0\mu_0}{-x_g + \ell_g + \ell_m} \left( \beta \left( \frac{B_r \ell_m}{\mu_0} \right)^2 - 2n \frac{B_r \ell_m}{\mu_0} \right. \\
&\qquad \left. \times (\beta I_a + \theta I_b) + n^2 \alpha ({I_a}^2 + {I_b}^2) \right) \quad \cdots\ (32)
\end{aligned}
$$

【００５１】

同様にして、領域（Ｂ）における全磁気エネルギーは以下の数７中の式（３３），（３４）で表される。

【数７】

$$W_0' = \frac{I_a'\Phi'_a + I_b'\Phi'_b + I_m'\Phi'_m}{2} \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (33)$$

$$= \frac{2pqS_0\mu_0}{x_g + \ell_g + \ell_m}\left(\beta\left(\frac{B_r\ell_m}{\mu_0}\right)^2 - 2n\frac{B_r\ell_m}{\mu_0}\right.$$

$$\left.\times(\beta I_a' + \theta I_b') + n^2\alpha({I_a'}^2 + {I_b'}^2)\right) \cdots \quad (34)$$

【００５２】

これより、領域（Ａ）と領域（Ｂ）を合わせた全磁気エネルギーは、以下の数８中の式（３５）で表される。

【数８】

$$W = W_0 + W_0'$$

$$= \frac{2pqS_0\mu_0}{(-x_g + \ell_g + \ell_m)(x_g + \ell_g + \ell_m)}$$

$$\times\left(2\beta\left(\frac{B_r\ell_m}{\mu_0}\right)^2(\ell_g + \ell_m)\right.$$

$$- 2n\frac{B_r\ell_m}{\mu_0}\Big((\beta I_a' + \theta I_b')(-x_g + \ell_g + \ell_m)$$

$$+ (\beta I_a + \theta I_b)(x_g + \ell_g + \ell_m)\Big)$$

$$+ n^2\alpha\Big(({I_a'}^2 + {I_b'}^2)(-x_g + \ell_g + \ell_m)$$

$$\left.+ \left({I_a}^2 + {I_b}^2\right)(x_g + \ell_g + \ell_m)\Big)\right) \quad (35)$$

【００５３】

磁気エネルギーＷを変位ｘ g と回転角 $\theta$ で偏微分すると推力ｆとトルク $\tau$ を求めることができ、以下の数９中の式（３６），（３７）でそれぞれ表される。

【数９】

$$f=\frac{\partial W}{\partial x_g}=\frac{2pqS_0\mu_0}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2(x_g+\ell_g+\ell_m)^2}$$
$$\times\left(4x_g\beta\left(\frac{B_r\ell_m}{\mu_0}\right)^2(\ell_g+\ell_m)\right.$$
$$+2n\frac{B_r\ell_m}{\mu_0}\Big((\beta I_a'+\theta I_b')(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2$$
$$-(\beta I_a+\theta I_b)(x_g+\ell_g+\ell_m)^2\Big)$$
$$-n^2\alpha\Big(({I_a'}^2+{I_b'}^2)(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2$$
$$\left.-({I_a}^2+{I_b}^2)(x_g+\ell_g+\ell_m)^2\Big)\right)\cdots\cdots(36)$$

$$\tau=\frac{\partial W}{\partial\theta}$$
$$=-4pqnB_r\ell_mS_0\left(\frac{I_b}{-x_g+\ell_g+\ell_m}+\frac{I_b'}{x_g+\ell_g+\ell_m}\right)$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(37)$$

【００５４】

次に、モード２における推力を求める。回転角$\theta$が（$\alpha-\beta$）≦$\theta$≦$\beta$の範囲にある場合の推力は、図１４より各磁気抵抗は以下の数１０中の式（３８）～（４４）で表される。

【数１０】

$$R_{g11}=\frac{-x_g+\ell_g}{(-\alpha+\beta+\theta)S_0\mu_0}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(38)$$
$$R_{g12}=\frac{-x_g+\ell_g}{(\beta-\theta)S_0\mu_0}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(39)$$
$$R_{m11}=\frac{\ell_m}{(-\alpha+\beta+\theta)S_0\mu_m}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(40)$$
$$R_{m12}=\frac{\ell_m}{(\beta-\theta)S_0\mu_m}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(41)$$
$$R_{\ell 1}=\frac{-x_g+\ell_g+\ell_m}{2(\alpha-\beta)S_0\mu_0}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(42)$$
$$R_{g2}=\frac{-x_g+\ell_g}{\alpha S_0\mu_0}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(43)$$
$$R_{m2}=\frac{\ell_m}{\alpha S_0\mu_m}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(44)$$

【００５５】

一方、磁気回路の方程式は図１５より以下の数１１中の式（４５）～（４９）で表される。

【数１１】

$$-F_1 + F_m + R_{g11}\Phi_{m1} + R_{m11}\Phi_{m1} = 0 \cdots\cdots (45)$$

$$-F_1 - F_m + R_{g12}\Phi_{m2} + R_{m12}\Phi_{m2} = 0 \cdots\cdots (46)$$

$$-F_1 + R_{\ell 1}\Phi_{\ell 1} = 0 \cdots\cdots (47)$$

$$\Phi_{\ell 1} + \Phi_{m1} + \Phi_{m2} = \Phi_1 \cdots (48)$$

$$-F_2 - F_m + R_{g2}\Phi_2 + R_{m2}\Phi_2 = 0 \cdots\cdots (49)$$

これより、磁束を求めると、以下の数１２中の式（５０）～（５４）で表される。

【数１２】

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= \frac{F_1}{R_{\ell 1}} + \frac{F_1 - F_m}{R_{g11} + R_{m11}} + \frac{F_1 + F_m}{R_{g12} + R_{m12}} \\ &= \frac{-2n(\alpha - \beta)(I_a - I_b)S_0\mu_0}{-x_g + \ell_g + \ell_m} \\ &\quad + \frac{S_0\mu_0}{\ell_m\mu_0 + (-x_g + \ell_g)\mu_m}((\alpha - 2\theta)B_r\ell_m \\ &\quad + n(\alpha - 2\beta)(I_a - I_b)\mu_m) \cdots\cdots\cdots (50)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Phi_{m1} &= \frac{F_1 - F_m}{R_{g11} + R_{m11}} \\ &= \frac{(\alpha - \beta - \theta\ )S_0\mu_0(B_r\ell_m + n(I_a - I_b)\mu_m)}{\ell_m\mu_0 + (-x_g + \ell_g)\mu_m} \\ &\quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (51)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Phi_{m2} &= \frac{F_1 + F_m}{R_{g12} + R_{m12}} \\ &= \frac{(\beta - \theta)S_0\mu_0(B_r\ell_m + n(-I_a + I_b)\mu_m)}{\ell_m\mu_0 + (-x_g + \ell_g)\mu_m} \\ &\quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (52)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Phi_{\ell 1} &= \frac{F_1}{R_{\ell 1}} \\ &= \frac{-2n(\alpha - \beta)(I_a - I_b)S_0\mu_0}{-x_g + \ell_g + \ell_m} \cdots\cdots\cdots (53)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Phi_2 &= \frac{F_2 + F_m}{R_{g2} + R_{m2}} \\ &= \frac{\alpha S_0\mu_0(B_r\ell_m - n(I_a + I_b)\mu_m)}{\ell_m\mu_0 + (-x_g + \ell_g)\mu_m} \cdots\cdots (54)\end{aligned}$$

【００５６】

これより、電機子巻き線電流Ｉａ，Ｉｂ及び等価磁化電流Ｉｍ＝Ｆｍに鎖交する磁束Φａ，Φｂ，Φｍを極対数及び層数を考慮して、以下の数１３中の式（５５）～（５７）で表される。

【数１３】

$$\Phi_a = -2pqn(\Phi_1+\Phi_2)$$
$$= 4pqn\left(\frac{n(\alpha-\beta)(I_a-I_b)S_0\mu_0}{-x_g+\ell_g+\ell_m} - \frac{S_0\mu_0((\alpha-\theta)B_r\ell_m - n(\beta I_a+(\alpha-\beta)I_b)\mu_m)}{\ell_m\mu_0+(-x_g+\ell_g)\mu_m}\right) \quad \cdots (55)$$

$$\Phi_b = 2pqn(\Phi_1-\Phi_2)$$
$$= 4pqn\left(\frac{-n(\alpha-\beta)(I_a-I_b)S_0\mu_0}{-x_g+\ell_g+\ell_m} - \frac{S_0\mu_0(\theta B_r\ell_m - n((\alpha-\beta)I_a+\beta I_b)\mu_m)}{\ell_m\mu_0+(-x_g+\ell_g)\mu_m}\right) \quad \cdots (56)$$

$$\Phi_m = 2pq(-\Phi_{m1}+\Phi_{m2}+\Phi_2)$$
$$= \frac{4pqS_0\mu_0(\beta B_r\ell_m - n(\alpha-\theta)(I_a-I_b)\mu_m)}{\ell_m\mu_0+(-x_g+\ell_g)\mu_m} \quad \cdots (57)$$

【００５７】

簡単のために、永久磁石の透磁率μｍが真空の透磁率μ０に等しいとすると、領域（Ａ）における全磁気エネルギーは以下の数１４中の式（５８），（５９）で表される。

【数１４】

$$W_0 = \frac{I_a\Phi_a + I_b\Phi_b + I_m\Phi_m}{2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (58)$$

$$= \frac{2pqS_0\mu_0}{-x_g + \ell_g + \ell_m}\left(\beta\left(\frac{B_r\ell_m}{\mu_0}\right)^2 - 2n\frac{B_r\ell_m}{\mu_0}((\alpha-\theta)I_a + \theta I_b) + n^2\alpha({I_a}^2 + {I_b}^2)\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (59)$$

【００５８】

同様にして、領域（Ｂ）における全磁気エネルギーは以下の数１５中の式（６０），（６１）で表される。

【数１５】

$$W_0' = \frac{I_a\Phi_a + I_b\Phi_b + I_m\Phi_m}{2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (60)$$

$$= \frac{2pqS_0\mu_0}{x_g + \ell_g + \ell_m}\left(\beta\left(\frac{B_r\ell_m}{\mu_0}\right)^2 - 2n\frac{B_r\ell_m}{\mu_0}((\alpha-\theta)I_a + \theta I_b) + n^2\alpha({I_a}^2 + {I_b}^2)\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (61)$$

【００５９】

これより、領域（Ａ）と領域（Ｂ）を合わせた全磁気エネルギーは、以下の数１６中の式（６２）で表される。

【数１６】

$$
\begin{aligned}
W &= W_0 + W_0' \\
&= \frac{2pqS_0\mu_0}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)(x_g+\ell_g+\ell_m)} \\
&\quad \times \Bigg( 2\beta\left(\frac{{B_r}^2\ell_m}{\mu_0}\right)^2(\ell_g+\ell_m) \\
&\qquad - 2n\frac{B_r\ell_m}{\mu_0}\Big(((\alpha-\theta)I_a'+\theta I_b')(-x_g+\ell_g+\ell_m) \\
&\qquad\quad + ((\alpha-\theta)I_a+\theta I_b)(x_g+\ell_g+\ell_m)\Big) \\
&\qquad + n^2\alpha(({I_a'}^2+{I_b'}^2)(-x_g+\ell_g+\ell_m) \\
&\qquad\quad + ({I_a}^2+{I_b}^2)(x_g+\ell_g+\ell_m))\Bigg) \quad \cdots\cdots (62)
\end{aligned}
$$

【００６０】

モード１と同様に、磁気エネルギーWを変位ｘｇと回転角$\theta$で偏微分すると推力ｆとトルク$\tau$を求めることができ、以下の数１７中の式（６３），（６４）でそれぞれ表される。

【数１７】

$$
\begin{aligned}
f = \frac{\partial W}{\partial x_g} &= \frac{2pqS_0\mu_0}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2(x_g+\ell_g+\ell_m)^2} \\
&\quad \times \Bigg( 4x_g\beta\left(\frac{B_r\ell_m}{\mu_0}\right)^2(\ell_g+\ell_m) \\
&\qquad + 2n\frac{B_r\ell_m}{\mu_0}\Big(((\alpha-\theta)I_a'+\theta I_b')(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2 \\
&\qquad\quad - ((\alpha-\theta)I_a+\theta I_b)(x_g+\ell_g+\ell_m)^2\Big) \\
&\qquad - n^2\alpha\Big(({I_a'}^2+{I_b'}^2)(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2 \\
&\qquad\quad - ({I_a}^2+{I_b}^2)(x_g+\ell_g+\ell_m)^2\Big)\Bigg) \quad \cdots\cdots (63)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\tau &= \frac{\partial W}{\partial \theta} \\
&= 4pqnB_r\ell_m S_0\left(\frac{I_a-I_b}{-x_g+\ell_g+\ell_m}+\frac{I_a'-I_b'}{x_g+\ell_g+\ell_m}\right) \\
&\quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (64)
\end{aligned}
$$

【００６１】

ここで、本発明のスパイラル型リニアモータの一数値例について示す。

【００６２】

外径６０［ｍｍ］，中心軸径１０［ｍｍ］，ギャップ長１［ｍｍ］，永久磁石の厚さ２［ｍｍ］とした場合の数値例は以下の数１８中の式（６５）～（７４）で表される。

【数１８】

$$\ell_g = 0.001[\mathrm{mm}] \cdots\cdots (65)$$
$$\ell_m = 0.002[\mathrm{mm}] \cdots\cdots (66)$$
$$\alpha = \pi/4[\mathrm{rad}] \cdots\cdots (67)$$
$$\beta = \pi/6[\mathrm{rad}] \cdots\cdots (68)$$
$$S_0 = 0.03^2 - 0.005^2[\mathrm{m}^2] \cdots\cdots (69)$$
$$\mu_0 = \mu_m = 4\pi \times 10^{-7} \cdots\cdots (70)$$
$$B_r = 1[\mathrm{T}] \cdots\cdots (71)$$
$$n = 20[\text{回}] \cdots\cdots (72)$$
$$p = 2(\text{極対数}) \cdots\cdots (73)$$
$$q = 5(\text{層数}) \cdots\cdots (74)$$

【００６３】

ここで、変位ｘｇ＝０［ｍｍ］のときの推力ｆとトルクτは、以下の数１９中の式（７５），（７６）でそれぞれ表される。

【数１９】

$$f = \begin{cases} -81.4(I_a - I'_a) - 156\theta(I_b - I'_b) \\ \quad +0.768({I_a}^2 + {I_b}^2 - {I'_a}^2 - {I'_b}^2) \\ \qquad \text{if } -(\alpha-\beta) \le \theta \le \alpha - \beta \\ -(122 - 156\theta)(I_a - I'_a) \\ \quad +(61.1 - 156\theta)(I_b - I'_b) \\ \quad +0.768({I_a}^2 - I_a I_b - {I'_a}^2 + I'_a I'_b) \\ \qquad \text{if } \alpha - \beta \le \theta \le \beta \end{cases} \quad (75)$$

$$\tau = \begin{cases} -0.467(I_b + I'_b) \\ \qquad \text{if } -(\alpha-\beta) \le \theta \le \alpha - \beta \\ 0.467(I_a - I_b + I'_a - I'_b) \\ \qquad \text{if } \alpha - \beta \le \theta \le \beta \end{cases} \quad (76)$$

【００６４】

また、変位ｘｇ＝０．００１［ｍｍ］のときの推力ｆとトルクτは、以下の数２０中の式（７７），（７８）でそれぞれ表される。

【数２０】

$$
f=\begin{cases}
5470-183I_a-350\theta I_b+45.8I'_a+87.5\theta I'_b \\
\quad +1.73({I_a}^2+{I_b}^2)-0.432({I'_a}^2+{I'_b}^2) \\
\qquad \text{if } -(\alpha-\beta)\leq\theta\leq\alpha-\beta \\
5470-(275-350\theta)I_a+(137-350\theta)I_b \\
\quad +(68.7-87.5\theta)I'_a-(34.3612-87.5\theta)I'_b \\
\quad +1.73({I_a}^2-I_aI_b)-0.432({I'_a}^2-I'_aI'_b) \\
\qquad \text{if } \alpha-\beta\leq\theta\leq\beta
\end{cases}
\quad \cdots\cdots (77)
$$

$$
\tau=\begin{cases}
-0.7I_b-0.35I'_b \\
\qquad \text{if } -(\alpha-\beta)\leq\theta\leq\alpha-\beta \\
0.7(I_a-I_b)+0.35(I'_a-I'_b) \\
\qquad \text{if } \alpha-\beta\leq\theta\leq\beta
\end{cases}
\quad \cdot (78)
$$

【００６５】

なお、上記式で現れる定数項は、永久磁石が鉄心を引き付ける力であり、回転子が固定子のギャップのちょうど中間にあるとき、すなわち変位ｘ$_g$＝０［ｍｍ］のときは、回転子の両側の磁石の力が互いに打ち消し合い零になる。しかし、回転子が固定子の一方にタッチダウンした場合、すなわち変位ｘ$_g$＝１［ｍｍ］のときは、タッチダウンした側の永久磁石の吸引力が勝り、５７４０［Ｎ］もの吸引力が発生する。この吸引力に打ち勝って回転子を浮上させるためには２８．５［Ａ］以上の電流を流さなければならない。

【００６６】

ギャップがある値よりも小さくならないようなストッパーを導入することにより、タッチダウンによる永久磁石の破損を防ぐことができ、また、浮上に必要な電流を小さくすることができる。例えば、０．５［ｍｍ］以上変位しないようなストッパーを用いた場合、その最大変位ｘ$_g$＝０．０００５［ｍ］における推力ｆとトルクτは、以下の数２１中の式（７９），（８０）でそれぞれ表される。

【数２１】

$$f=\begin{cases}2290-117I_a-224\theta I_b+59.8I'_a+114\theta I'_b\\ \quad +1.11({I_a}^2+{I_b}^2)-0.564({I'_a}^2+{I'_b}^2)\\ \qquad \text{if } -(\alpha-\beta)\leq\theta\leq\alpha-\beta\\ 2290-(176-224\theta)I_a+(88.0-224\theta)I_b\\ \quad +(89.8i_c-114\theta)I'_a-(44.9i_d-114\theta)I'_b\\ \quad +1.11({I_a}^2-I_aI_b)-0.564({I'_a}^2-I'_aI'_b)\\ \qquad \text{if } \alpha-\beta\leq\theta\leq\beta\end{cases} \quad \cdots\cdots (79)$$

$$\tau=\begin{cases}-0.56I_b-0.4I'_b\\ \qquad \text{if } -(\alpha-\beta)\leq\theta\leq\alpha-\beta\\ 0.56(I_a-I_b)+0.4(I'_a-I'_b)\\ \qquad \text{if } \alpha-\beta\leq\theta\leq\beta\end{cases} \quad (80)$$

この場合、電流を１５．２［Ａ］以上流すことにより浮上が可能となる。

【００６７】

回転子が固定子のちょうど中間になるようにｘ $g$＝０にギャップを制御した場合、最も推力の出にくい回転角 $\theta=\alpha/2$ においても、推力定数は１２２［Ｎ／Ａ］となり、仮に電流を１０［Ａ］流せば、１２００［Ｎ］以上の力を発生することができる。

【００６８】

次に、本発明のスパイラル型リニアモータの回路方程式について説明する。電機子抵抗をＲ，各相の印加電圧をそれぞれ $V_a$，$V_b$，$V'_a$，$V'_b$ とすると、印加電圧と誘起起電力の和が抵抗に加わるため、以下の数２２中の式（８１）～（８４）で表される回路方程式が成立する。

【数２２】

$$V_a-\dot{\Phi}_a=RI_a \quad \cdots\cdots (81)$$
$$V_b-\dot{\Phi}_b=RI_b \quad \cdots\cdots (82)$$
$$V'_a-\dot{\Phi}'_a=RI'_a \quad \cdots\cdots (83)$$
$$V'_b-\dot{\Phi}'_b=RI'_b \quad \cdots\cdots (84)$$

ただし，$\dot{\Phi}_a=d\Phi_a/dt$ を表す.

【００６９】

簡単のため、$\mu_m=\mu_0$ とし、上式左辺第２項の誘起起電力を求める。

【００７０】

モード１の場合には、式（２８），（２９）の両辺を時間微分することにより、以下の数２３中の式（８５），（８６）で表される誘起起電力が求まる。

【数２３】

$$\dot{\Phi}_a = \frac{4pqn^2\alpha S_0\mu_0}{-x_g+\ell_g+\ell_m}\dot{I}_a - \frac{4pqnS_0(\beta B_r\ell_m - n\alpha I_a\mu_0)}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2}\dot{x}_g \quad \cdots\cdots (85)$$

$$\dot{\Phi}_b = \frac{4pqn^2\alpha S_0\mu_0}{-x_g+\ell_g+\ell_m}\dot{I}_b - \frac{4pqnS_0(\theta B_r\ell_m - n\alpha I_a\mu_0)}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2}\dot{x}_g - \frac{4pqn^2B_r\ell_m S_0}{-x_g+\ell_g+\ell_m}\dot{\theta} \quad \cdots\cdots (86)$$

【００７１】

また、　モード２の場合には、式（５５），（５６）の両辺を時間微分することにより、以下の数２４中の式（８７），（８８）で表される誘起起電力が求まる。

【数２４】

$$\dot{\Phi}_a = \frac{4pqn^2\alpha S_0\mu_0}{-x_g+\ell_g+\ell_m}\dot{I}_a - \frac{4pqnS_0((\alpha-\theta)B_r\ell_m - n\alpha I_a\mu_0)}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2}\dot{x}_g + \frac{4pqn^2B_r\ell_m S_0}{-x_g+\ell_g+\ell_m}\dot{\theta} \quad \cdots\cdots (87)$$

$$\dot{\Phi}_b = \frac{4pqn^2\alpha S_0\mu_0}{-x_g+\ell_g+\ell_m}\dot{I}_b - \frac{4pqnS_0(\theta B_r\ell_m - n\alpha I_a\mu_0)}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2}\dot{x}_g - \frac{4pqn^2B_r\ell_m S_0}{-x_g+\ell_g+\ell_m}\dot{\theta} \quad \cdots\cdots (88)$$

【００７２】

上式をまとめると、誘起起電力は以下の数２５中の式（８９），（９０）で表される。なお、図１６は、式（８９）で表される電機子回路を示している。

【数２５】

$$V_a = RI_a + L\dot{I}_a + K_{Eax}\dot{x}_g + K_{Ea\theta}\dot{\theta} \quad \cdots\cdots (89)$$

$$V_b = RI_b + L\dot{I}_b + K_{Ebx}\dot{x}_g + K_{Eb\theta}\dot{\theta} \quad \cdots\cdots (90)$$

ただし、Ｌは電機子インダクタンス、$K_{Eax}$，$K_{Ea\theta}$はＡ相の誘起電圧定数、$K_{Ebx}$，$K_{Eb\theta}$はＢ相の誘起電圧定数であり、以下の数２６中の式（９１）～（９５）で表される。

【数２６】

$$L=\frac{4pqn^2\alpha S_0\mu_0}{-x_g+\ell_g+\ell_m} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (91)$$

$$K_{Eax}=\begin{cases} -\dfrac{4pqnS_0(\beta B_r\ell_m-n\alpha I_a\mu_0)}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2} \\ \quad \text{if } -(\alpha-\beta)\le\theta\le\alpha-\beta \\ -\dfrac{4pqnS_0((\alpha-\theta)B_r\ell_m-n\alpha I_a\mu_0)}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2} \\ \quad \text{if } \alpha-\beta\le\theta\le\beta \end{cases}$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (92)$$

$$K_{Ea\theta}=\begin{cases} 0 & \text{if } -(\alpha-\beta)\le\theta\le\alpha-\beta \\ \dfrac{4pqn^2B_r\ell_mS_0}{-x_g+\ell_g+\ell_m} & \text{if } \alpha-\beta\le\theta\le\beta \end{cases}$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (93)$$

$$K_{Ebx}=-\frac{4pqnS_0(\theta B_r\ell_m-n\alpha I_a\mu_0)}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2} \cdots\cdots (94)$$

$$K_{Eb\theta}=-\frac{4pqn^2B_r\ell_mS_0}{-x_g+\ell_g+\ell_m} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (95)$$

【００７３】

また、領域（Ｂ）の巻き線についても同様にして、誘起起電力は以下の数２７中の式（９６），（９７）で表される。

【数２７】

$$V_a'=RI_a'+L'\dot{I}_a'+K_{Eax}'\dot{x}_g+K_{Ea\theta}'\dot{\theta} \cdots\cdots (96)$$

$$V_b'=RI_b'+L'\dot{I}_b'+K_{Ebx}'\dot{x}_g+K_{Eb\theta}'\dot{\theta} \cdots\cdots (97)$$

ただし、$L'$，$K'_{Eax}$，$K'_{Ea\theta}$，$K'_{Ebx}$，$K'_{Eb\theta}$は以下の数２８中の式（９８）～（１０２）で表される。

【数２８】

$$L' = \frac{4pqn^2\alpha S_0\mu_0}{x_g + \ell_g + \ell_m} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (98)$$

$$K'_{Eax} = \begin{cases} -\dfrac{4pqnS_0(\beta B_r\ell_m - n\alpha I_a\mu_0)}{(x_g + \ell_g + \ell_m)^2} \\ \qquad \text{if } -(\alpha-\beta) \le \theta \le \alpha-\beta \\ -\dfrac{4pqnS_0((\alpha-\theta)B_r\ell_m - n\alpha I_a\mu_0)}{(x_g + \ell_g + \ell_m)^2} \\ \qquad \text{if } \alpha-\beta \le \theta \le \beta \end{cases}$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (99)$$

$$K'_{Ea\theta} = \begin{cases} 0 & \text{if } -(\alpha-\beta) \le \theta \le \alpha-\beta \\ \dfrac{4pqn^2B_r\ell_mS_0}{x_g + \ell_g + \ell_m} & \text{if } \alpha-\beta \le \theta \le \beta \end{cases}$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (100)$$

$$K'_{Ebx} = -\frac{4pqnS_0(\theta B_r\ell_m - n\alpha I_a\mu_0)}{(x_g + \ell_g + \ell_m)^2} \quad \cdots\cdots \quad (101)$$

$$K'_{Eb\theta} = -\frac{4pqn^2B_r\ell_mS_0}{x_g + \ell_g + \ell_m} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (102)$$

【００７４】

次に、本発明のスパイラル型リニアモータの制御について説明する。本発明のスパイラル型リニアモータは、推力ｆとトルクτを独立して制御することができる。

【００７５】

推力の理論式（３６），（６３）において、ギャップ変位ｘｇが十分基準ギャップｌｇに比べて十分小さいと仮定し、２次以上の項を無視してｘｇ＝０のまわりで線形化すると、以下の数２９中の式（１０３）～（１０６）で表される近似式が得られる。

【数２９】

$-(\alpha-\beta) \leq \theta \leq \alpha-\beta$ のとき

$$f \simeq \frac{8pqx_g\beta{B_r}^2{\ell_m}^2(\ell_g+\ell_m)S_0}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2(x_g+\ell_g+\ell_m)^2\mu_0} - \frac{4pqn\beta B_r\ell_m S_0}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2}I_a - \frac{4pqn\theta B_r\ell_m S_0}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2}I_b + \frac{4pqn\beta B_r\ell_m S_0}{(x_g+\ell_g+\ell_m)^2}I'_a + \frac{4pqn\theta B_r\ell_m S_0}{(x_g+\ell_g+\ell_m)^2}I'_b \quad (103)$$

$$\tau = -\frac{4pqnB_r\ell_m S_0}{-x_g+\ell_g+\ell_m}I_b - \frac{4nB_r\ell_m S_0}{x_g+\ell_g+\ell_m}I'_b \quad \cdots\cdots \quad (104)$$

$\alpha-\beta \leq \theta \leq \beta$ のとき

$$f \simeq \frac{8pqx_g\beta{B_r}^2{\ell_m}^2(\ell_g+\ell_m)S_0}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2(x_g+\ell_g+\ell_m)^2\mu_0} - \frac{4pqn(\alpha-\theta)B_r\ell_m S_0}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2}I_a - \frac{4pqn\theta B_r\ell_m S_0}{(-x_g+\ell_g+\ell_m)^2}I_b + \frac{4pqn(\alpha-\theta)B_r\ell_m S_0}{(x_g+\ell_g+\ell_m)^2}I'_a + \frac{4pqn\theta B_r\ell_m S_0}{(x_g+\ell_g+\ell_m)^2}I'_b \quad \cdots\cdots \quad (105)$$

$$\tau = 4pqnB_r\ell_m S_0\left(\frac{I_a-I_b}{-x_g+\ell_g+\ell_m} + \frac{I'_a-I'_b}{x_g+\ell_g+\ell_m}\right) \quad \cdots\cdots \quad (106)$$

上式を一般化すると、推力定数、トルク定数を用いて以下の数３０中の式（１０７），（１０８）で表される。

【数３０】

$$f = f_0(x_g) + K_{fa}(x_g,\theta)I_a + K_{fb}(x_g,\theta)I_b + K'_{fa}(x_g,\theta)I'_a + K'_{fb}(x_g,\theta)I'_b \quad \cdots\cdots \quad (107)$$

$$\tau = K_{ta}(x_g,\theta)I_a + K_{tb}(x_g,\theta)I_b + K'_{ta}(x_g,\theta)I'_a + K'_{tb}(x_g,\theta)I'_b \quad \cdots\cdots \quad (108)$$

さらに、まとめると、以下の数３１中の式（１０９）～（１１３）で表される。

【数３１】

$$F = F_0(x_g) + K(x_g, \theta)I \quad \cdots\cdots (109)$$

ただし,

$$F = \begin{bmatrix} f \\ \tau \end{bmatrix} \quad \cdots\cdots (110)$$

$$F_0 = \begin{bmatrix} f_0(x_g) \\ 0 \end{bmatrix} \quad \cdots\cdots (111)$$

$$K(x_g, \theta) = \begin{bmatrix} K_{fa}(x_g,\theta) & K_{fb}(x_g,\theta) & K'_{fa}(x_g,\theta) & K'_{fb}(x_g,\theta) \\ K_{ta}(x_g,\theta) & K_{tb}(x_g,\theta) & K'_{ta}(x_g,\theta) & K'_{tb}(x_g,\theta) \end{bmatrix} \quad \cdots\cdots (112)$$

$$I = \begin{bmatrix} I_a \\ I_b \\ I'_a \\ I'_b \end{bmatrix} \quad \cdots\cdots (113)$$

【００７６】

これより、以下の数３２中の式（１１４）で表される制御則が得られる。

【数３２】

$$I = H(x_g, \theta)(F^* - F_0) \quad \cdots\cdots (114)$$

ただし、Ｈ（ｘｇ，$\theta$）はＫ（ｘｇ，$\theta$）の疑似逆行列であり、以下の数３３中の式（１１５）で定義される。

【数３３】

$$\begin{aligned} H(x_g, \theta) &= K(x_g, \theta)^{\dagger} \\ &= K(x_g, \theta)^T (K(x_g, \theta) K(x_g, \theta)^T)^{-1} \quad (115) \end{aligned}$$

【００７７】

疑似逆行列の性質として、Ｅを単位行列とするとＫ（ｘｇ，$\theta$）Ｈ（ｘｇ，$\theta$）＝Ｅが成り立つ。これにより得られる電流は、所望の推力とトルクを発生させる組み合わせの内、２乗和が最も小さな解となている。

【００７８】

なお、Ｋ（ｘｇ，$\theta$）の零空間に対応する電流は、推力とトルクに寄与しないことから、無効電流とまっている。式（１１４）で得られる解は無効分を含まず、無効電流と直交している。

【００７９】
なお、図１７に示す推力・トルク－電流変換器を用いることにより、推力とトルクの指令値ｆ＊、τ＊から各相の電流$I_a$＊，$I_b$＊，$I'_a$＊，$I'_b$＊を求めることができる。

【００８０】
これにより、本発明のスパイラル型リニアモータでは、推力とトルクをそれぞれ独立して制御することができる。

【００８１】
本発明のスパイラル型リニアモータでは、タッチダウンを避けながら推力を発生させるために、トルクと推力の独立制御系の上位に、所望の推力に見合ったトルク目標値を与える目標値生成器を設ける。

【００８２】
スパイラル曲面の方程式は、進行方向をｘ軸にとると、以下の数３４中の式（１１６）～（１１８）のようにθを媒介変数として記述される。

【数３４】

$$x = \ell_p \frac{\theta}{2\pi} \quad \cdots\cdots (116)$$

$$y = r\cos\theta \quad \cdots\cdots (117)$$

$$z = r\sin\theta \quad \cdots\cdots (118)$$

ただし、$l_p$はスパイラルのピッチである。すなわち、一周につき$l_p$［m］進むとする。このとき、半径ｒの点でのスパイラル曲面の傾きｔａｎφ（ｒ）は以下の数３５中の式（１１９）で与えられる。

【数３５】

$$\tan\phi(r) = \frac{\partial x}{\partial(r\theta)} = \frac{\ell_p}{2\pi r} \quad \cdots\cdots (119)$$

【００８３】
通常のねじと同様に、このスパイラル面に運動が拘束されるときの推力とトルクの関係は、以下のようにして求めることができる。

【００８４】
摩擦が全く存在しない場合、スパイラル面において、回転方向に加えられた力

δｆθと、その力から垂直抗力を介して進行方向に作用する力δｆの関係は、図１８で表され、以下の数３６中の式（１２０）で与えられる。

【数３６】

$$\delta f = \frac{1}{\tan\phi(r)}\delta f_\theta = \frac{2\pi r}{\ell_p}\delta f_\theta \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (120)$$

【００８５】

この両辺をδｒで割ってδｒ→０とすると、以下の数３７中の式（１２１）で表される関係が得られる。

【数３７】

$$\frac{\partial f}{\partial r} = \left(\frac{2\pi r}{\ell_p}\right)\frac{\partial f_\theta}{\partial r} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (121)$$

【００８６】

一方、式（３７），（６４）で求めたトルクから、上記の回転方向力の分布を求めることができ、推力とトルクの関係を導くことができる。

【００８７】

まず、式（３７），（６４）で求めたトルクは、以下の数３８中の式（１２２）～（１２４）で表すことができる。

【数３８】

$$\tau = T(x_g,\theta)S_0 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (122)$$

$$= T(x_g,\theta)({r_2}^2 - {r_1}^2) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (123)$$

ただし，

$$T(x_g,\theta) = \begin{cases} -4nB_r\ell_m\left(\dfrac{I_b}{-x_g+\ell_g+\ell_m} + \dfrac{I'_b}{x_g+\ell_g+\ell_m}\right) & \text{if } -(\alpha-\beta) \le \theta \le \alpha-\beta \\ 4nB_r\ell_m\left(\dfrac{I_a - I_b}{-x_g+\ell_g+\ell_m} + \dfrac{I'_a - I'_b}{x_g+\ell_g+\ell_m}\right) & \text{if } \alpha-\beta \le \theta \le \beta \end{cases}$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (124)$$

【００８８】

半径ｒからｒ＋δｒの微小領域により発生されるトルクδτは、上記式より以

下の数３９中の式（１２５）で表すことができる。

【数３９】

$$\begin{aligned}\delta\tau &= T(x_g,\theta)\left((r+\delta r)^2 - r^2\right)\\ &= T(x_g,\theta)(2r+\delta r)\delta r \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (125)\end{aligned}$$

【００８９】

したがって、半径ｒからｒ＋δｒの微小領域により発生される回転方向力は、以下の数４０中の式（１２６）で表される。

【数４０】

$$\begin{aligned}\delta f_\theta &= \frac{\delta\tau}{r}\\ &= T(x_g,\theta)\frac{(2r+\delta r)}{r}\delta r \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (126)\end{aligned}$$

これより中心から距離ｒの点での半径方向に対する単位長さ当たりの回転力は、以下の数４１中の式（１２７）で与えられる。

【数４１】

$$\begin{aligned}\frac{\partial f_\theta}{\partial r} &= \lim_{\delta r\to 0}\frac{\delta f_\theta}{\delta r}\\ &= \lim_{\delta r\to 0} T(x_g,\theta)\frac{(2r+\delta r)}{r}\\ &= 2T(x_g,\theta) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (127)\end{aligned}$$

【００９０】

したがって、運動がスパイラル面に拘束される場合の推進力は、式（１２１），（１２７）により以下の数４２中の式（１２８），（１２９）となる。

【数４２】

$$
\begin{aligned}
f &= \int_{r_1}^{r_2} \frac{\partial f}{\partial r} dr \\
&= \int_{r_1}^{r_2} \left(\frac{2\pi r}{\ell_p}\right) \frac{\partial f_\theta}{\partial r} dr \\
&= \int_{r_1}^{r_2} \left(\frac{2\pi r}{\ell_p}\right) (2T(x_g,\theta)) dr \\
&= \frac{2\pi}{\ell_p} T(x_g,\theta)({r_2}^2 - {r_1}^2) \\
&= \frac{2\pi}{\ell_p} T(x_g,\theta) S_0 \\
&= \frac{2\pi}{\ell_p} \tau \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (128)
\end{aligned}
$$

となる．すなわち，

$$
\tau = \frac{\ell_p}{2\pi} f \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (129)
$$

【００９１】

理想状態では、発生さえるトルクと推力の目標値は上記式の関係を満たすように与える必要がある。

【００９２】

この関係は、仮想仕事の原理からも求めることができる。すなわち、式（１１６）の両辺を時間微分したて得られる、以下の数４３中の式（１３０）の方程式

【数４３】

$$
\dot{x}_g = \left(\frac{\ell_p}{2\pi}\right) \dot{\theta} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (130)
$$

及び、瞬時パワーが保持される以下の数４４中の式（１３１）で表される制約式を解いても求めることができる。

【数４４】

$$
\dot{x}_g f = \dot{\theta} \tau \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (131)
$$

【００９３】

本発明のスパイラル型リニアモータでは、回転子がタッチダウンしないように、常にギャップｘｇを零に制御する必要がある。そこで、回転子の質量をＭとすると、以下の数４５中の式（１３２）で表される、２重積分型となる回転子のダ

イナミクス

【数４５】

$$M\ddot{x}_g = f \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (132)$$

に対して、安定化補償器（レギュレータ）の設計を行うことで制御することができる。

上式を伝達関数表現すると、以下の数４６中の式（１３３）で表される。

【数４６】

$$x_g = \frac{1}{Ms^2} f \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (133)$$

【００９４】

安定化補償器Ｃ$_{g}$（ｓ）は、以下の数４７中の式（１３４）によりギャップ制御を行う。

【数４７】

$$f = -C_g(s)x_g \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (134)$$

【００９５】

安定化補償器Ｃ$_{g}$（ｓ）の設計は、ＰＩ制御、状態フィードバック＋オブザーバ、Ｈ∞制御など、様々な手法を適用することができる。

【００９６】

次に、推力制御について説明する。図１９は推力制御系のブロック図であり、図２０は推力制御系の詳細ブロック図である。

【００９７】

図１９において、トルク目標値発生器１０は、前記式（１２９）に基づいて、推力の指令値からトルクと推力の目標値（$\tau$＊，ｆ＊）を求め、推力－電流変換器１１に入力する。また、推力－電流変換器１１には、スパイラル型リニアモータ１に設けたギャップセンサから求めたギャップ値ｘ$_{g}$を用いて得たｆ$_{0}$（ｘ$_{g}$）が負帰還される。また、ギャップ制御器１５は、前記式（１３４）に基づいて安定化補償を行う。

【００９８】

推力－電流変換器１１は、トルク目標値発生器１０からのトルク目標値$\tau$＊、

推力の目標値$f^*$と、$f_0(x_g)$、及びギャップ値$x_g$，回転子の回転角$\theta$を用い、式（１１４）に基づいて電流指令値（$I_a^*$，$I_b^*$，$I'_a{}^*$，$I'_b{}^*$）を求め、電流制御器１２に入力する。

【００９９】

電流制御器１２は、推力－電流変換器１１からの電流指令値（$I_a^*$，$I_b^*$，$I'_a{}^*$，$I'_b{}^*$）と、固定子の巻き線に供給される電流値（Ｉａ，Ｉｂ，Ｉ′ａ，Ｉ′ｂ）とに基づいて、ＰＩ制御を行い電圧値（$V_a$，$V_b$，$V'_a$，$V'_b$）を形成する。インバータ１３はこの電圧指令値に基づいて電源１４から電力を固定子の巻き線に供給する。

【０１００】

また、本発明のスパイラル型リニアモータをアクチュエータに適用し、このアクチュエータにより位置決めを行う場合には、前記した推力制御系の上位に位置制御系を設ける。

【０１０１】

以下、位置制御系について説明する。

【０１０２】

ギャップが零に制御されていると仮定すると、回転子の並進位置は回転角によって一意に決定される。したがって、回転子の回転角を制御することにより、回転子の並進位置を制御することができる。

【０１０３】

回転子の慣性モーメントをＪとすると、回転子に運動方程式は、以下の数４８中の式（１３５）で与えられる。

【数４８】

$$J\ddot{\theta} = \tau \cdots\cdots (135)$$

【０１０４】

式（１１６），（１２９）の関係を用いて式（１３５）を書き換えると、以下の数４９中において、

【数４９】

$$\widetilde{M}\ddot{x} = f \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (136)$$

と表すことができる．ただし，$\widetilde{M}$ は等価慣性であり，

$$\widetilde{M} = \frac{4\pi^2}{\ell_p^2} J$$

で与えられる。

【０１０５】

したがって、式（１３６）の２重積分制御対象に対して、サーボ制御系の設計を行うロバストサーボ制御等が有効である。

【０１０６】

図２１は位置制御系のブロック図であり、図２２は位置制御系の詳細ブロック図である。

【０１０７】

図示する位置制御系では、前記した推力制御系の上位に位置制御器１６を備える。位置制御器１６は、位置指令値$x^{cmd}$と回転子の回転角$\theta$を入力してその偏差を求め、求めた位置偏差に基づいてサーボ制御により推力の指令値を求め、推力制御系のトルク目標値発生器１０に入力する。

【０１０８】

本発明のスパイラル型リニアモータによれば、回転しながら軸方向に推力を発生することができ、推力を発生する部分をスパイラル型とすることで減速ギアと同様の効果により、高い推力を得ることができる。

【０１０９】

また、回転子と固定子のピッチを小さくとることにより、高回転型とすることができ、小型化及び軽量化することができる。

【０１１０】

また、ギヤと異なり、回転子と固定子は非接触であり摩擦がないため、ロスやバックラッシュを除くことができる。

【０１１１】

また、静止摩擦がないため、高精度な位置決めが可能であり、ＮＣ機械などの

精密位置決め装置に好適である。

【発明の効果】

以上説明したように、本発明のスパイラル型リニアモータによれば、直進駆動力を発生するモータにおいて、小型軽量、高精度、高推力の各点を同時に備えることができることができる。

【０１１２】

【図面の簡単な説明】

【図１】

本発明のスパイラル型リニアモータの固定子の概略構成を示す図である。

【図２】

本発明のスパイラル型リニアモータの巻き線を巻回した状態の固定子の概略図である。

【図３】

本発明の固定子に巻かれる２相の巻き線の位相状態を説明するための図である。

【図４】

本発明の固定子の作成手順の一例を説明するための概略図である。

【図５】

本発明のスパイラル型リニアモータの回転子の概略構成を示す図である。

【図６】

本発明の回転子を軸方向に投影した図である。

【図７】

本発明の回転子の作成手順の一例を説明するための概略図である。

【図８】

本発明の固定子に回転子を組み込んだ状態を外側から見た図である。

【図９】

本発明の固定子に回転子を組み込んだ状態を示す図である。

【図１０】

本発明のスパイラル型リニアモータの縦断面図である。

【図１１】

本発明のスパイラル型リニアモータの極座標展開図である。

【図１２】

本発明のスパイラル型リニアモータのモード１の磁気回路モデルの状態を示す極座標展開図である。

【図１３】

本発明のスパイラル型リニアモータのモード１の磁気回路モデルの状態を示す等価磁気回路である。

【図１４】

本発明のスパイラル型リニアモータのモード２の磁気回路モデルの状態を示す極座標展開図である。

【図１５】

本発明のスパイラル型リニアモータのモード２の磁気回路モデルの状態を示す等価磁気回路である。

【図１６】

本発明のスパイラル型リニアモータの電機子回路である。

【図１７】

本発明のスパイラル型リニアモータに適用する推力・トルク－電流変換器である。

【図１８】

スパイラル面における回転方向に加えられた力$\delta f \theta$と進行方向に作用する力$\delta f$の関係を説明するための図である。

【図１９】

本発明のスパイラル型リニアモータの推力制御系のブロック図である。

【図２０】

本発明のスパイラル型リニアモータの推力制御系の詳細ブロック図である　。

【図２１】

本発明のスパイラル型リニアモータの位置制御系のブロック図である。

【図２２】

本発明のスパイラル型リニアモータの位置制御系の詳細ブロック図である。

【符号の説明】

１…スパイラル型リニアモータ

２…固定子

２ａ…磁極

２ｂ…中心孔

２ｃ…スロット

２Ａ，２Ｂ…側面

２Ｃ…溝

３…回転子

３ａ…らせん状部

３ｂ…中心軸

３ｃ…永久磁石

３Ａ，３Ｂ…側面

４，４ａ，４ｂ…巻き線

５…フレーム

６…リニアベアリング

７…ギャップセンサ

８…ロータリエンコーダ

９…

１０…トルク目標値発生器

１１…推力－電流変換器

１２…電流制御器

１３…インバータ

１４…電源

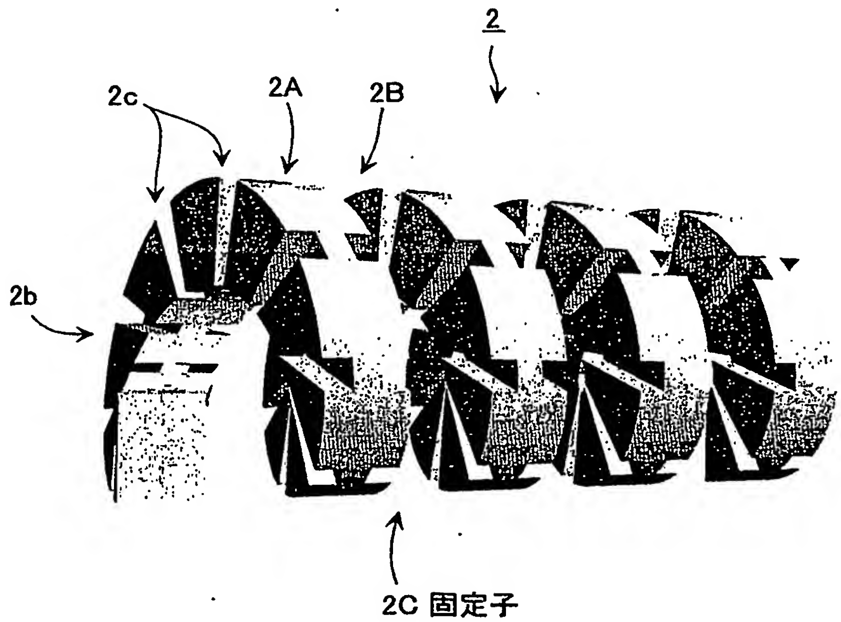
１５…ギャップ制御器

１６…位置制御器

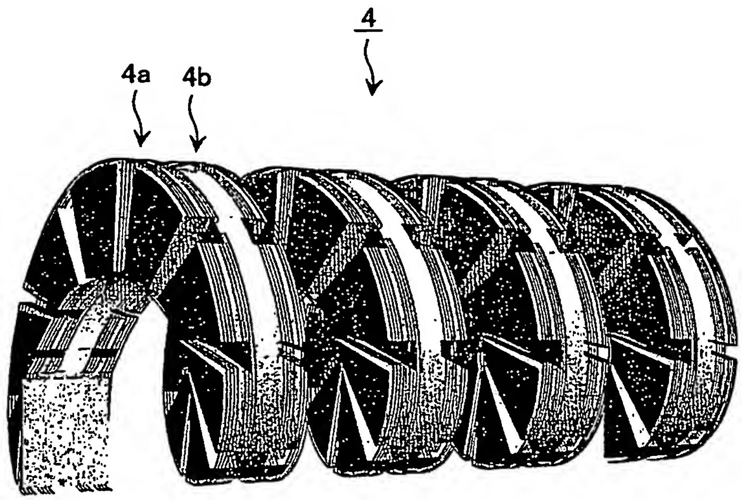
２０…積層電磁鋼板

【書類名】　図面

【図１】

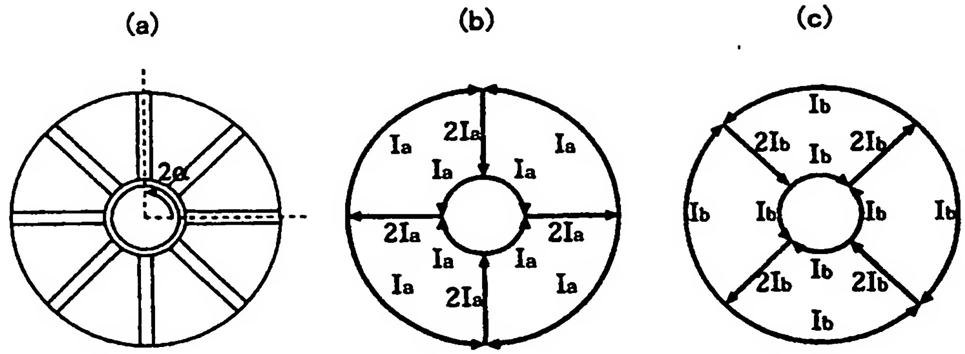


【図２】



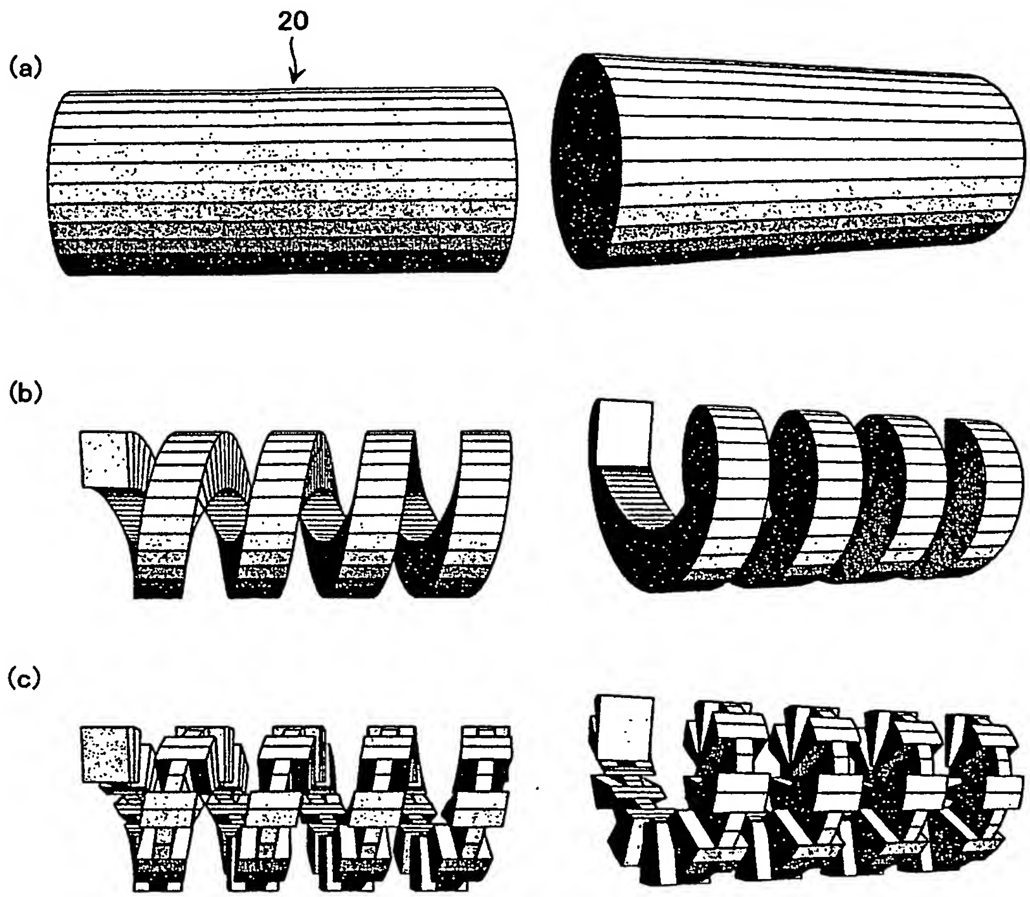

巻線を巻いた固定子

【図３】

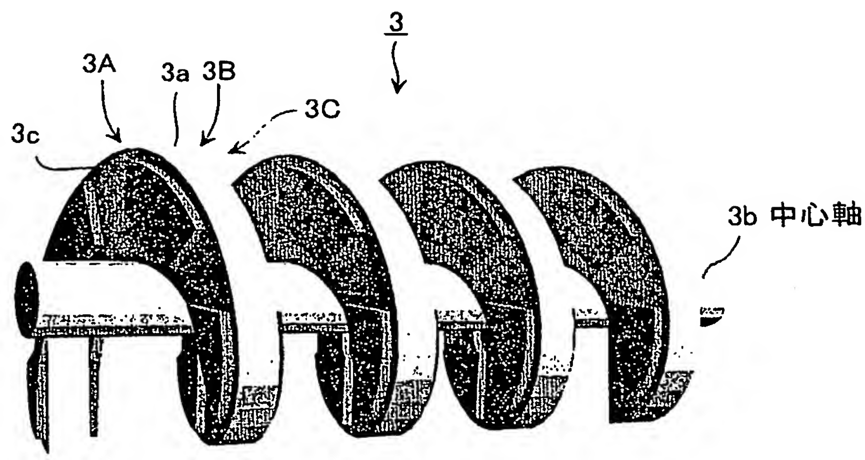



固定子と巻線の軸方向投影図

【図４】

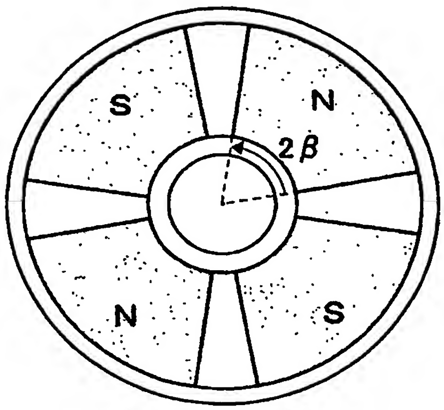


【図５】



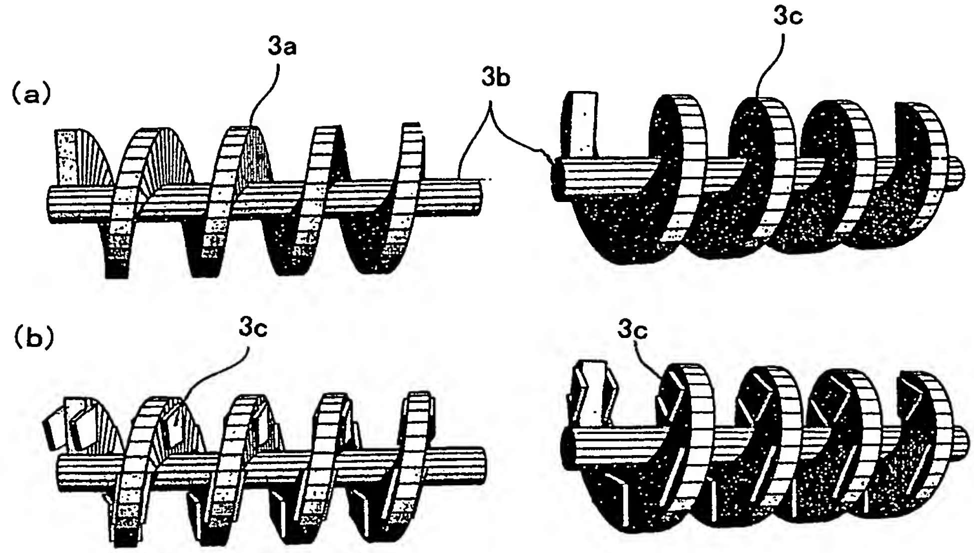

回転子

【図６】

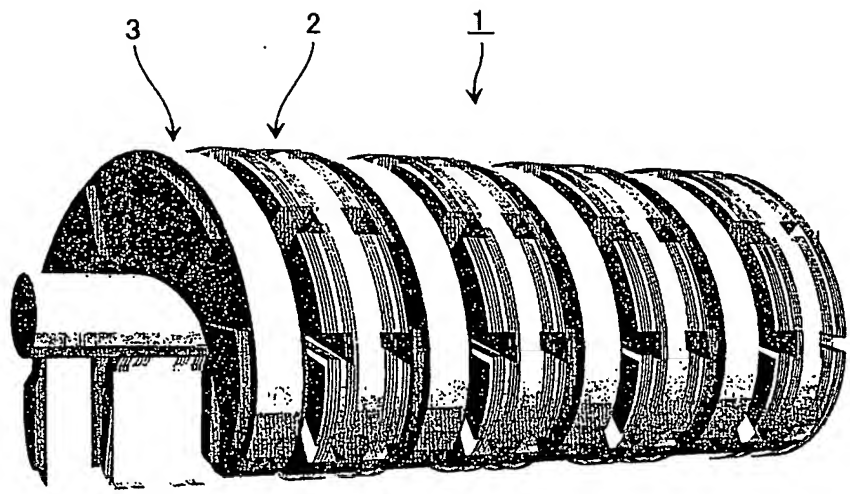



回転子の軸方向投影図

【図７】

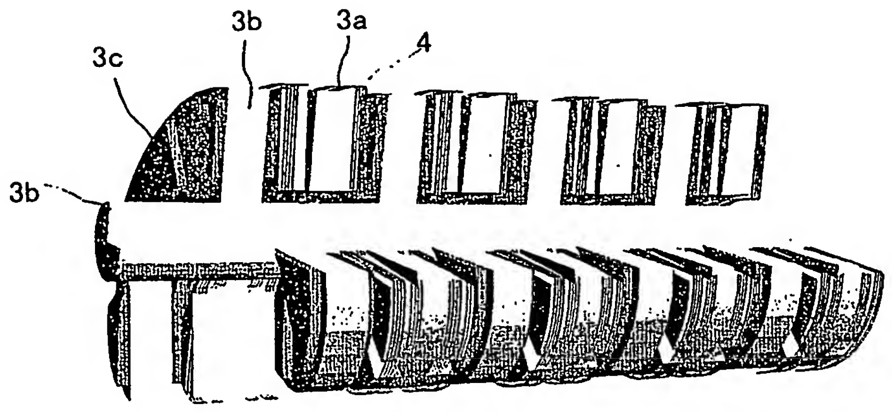


【図８】



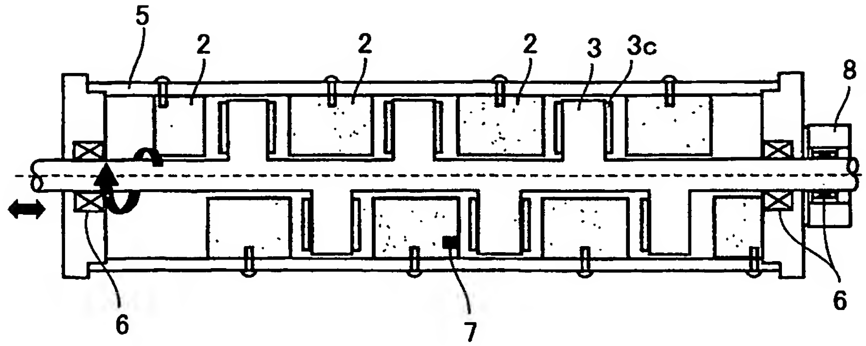

スパイラルモータの固定子と回転子

【図９】



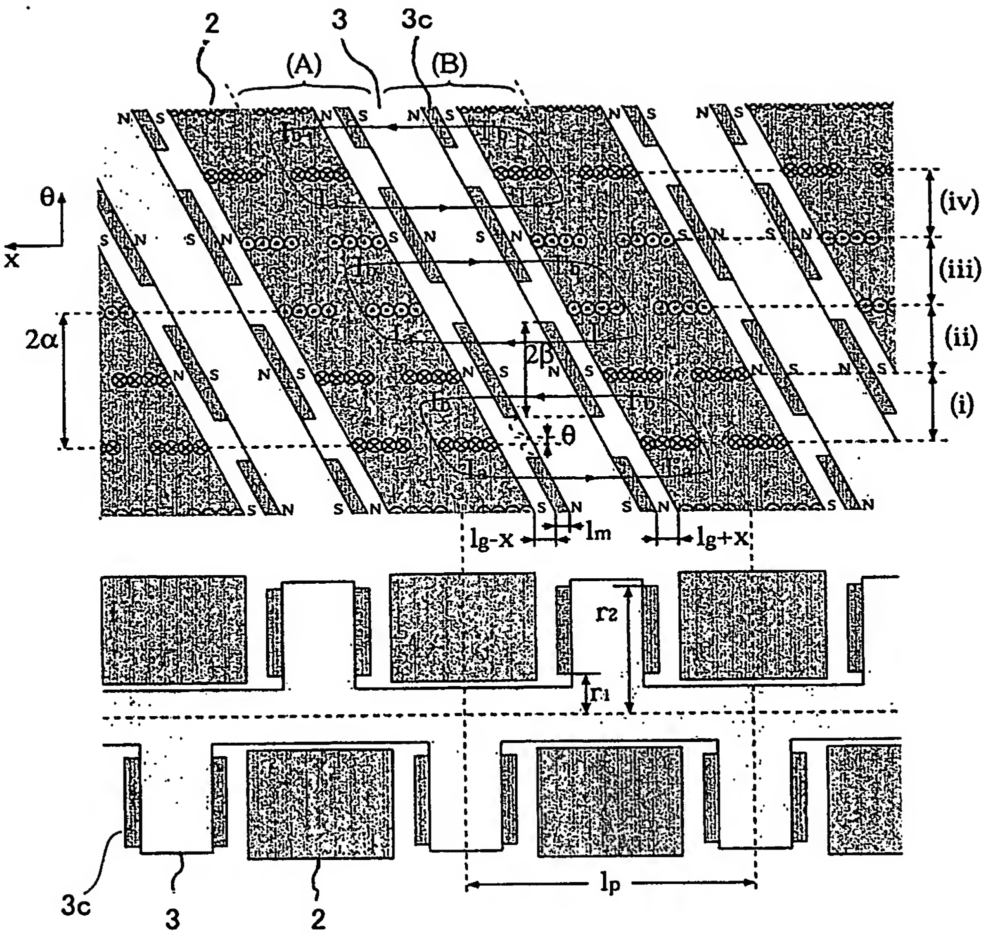

スパイラルモータのカットモデル

【図１０】



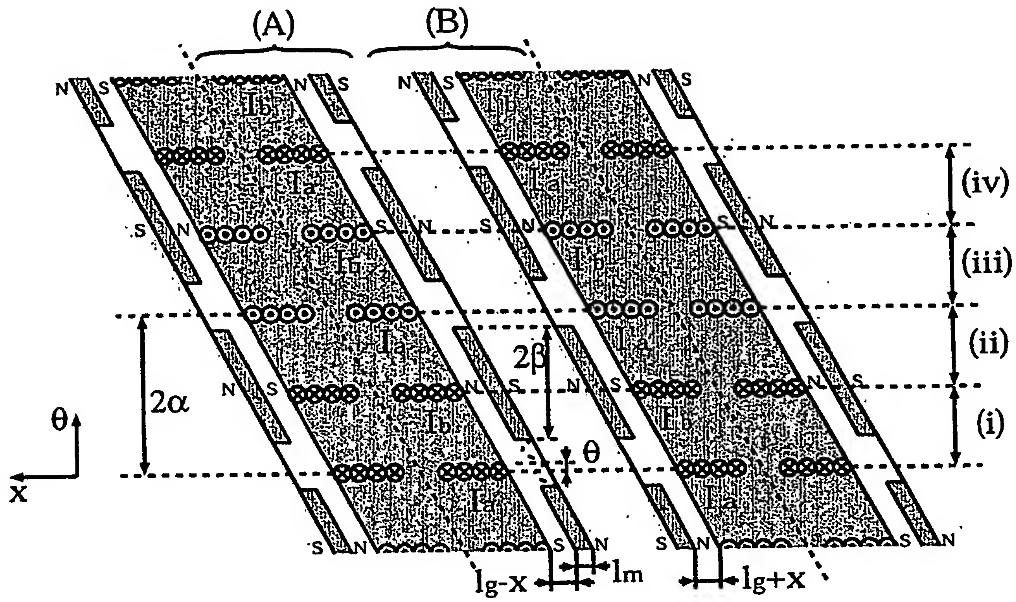

スパイラルモータの縦断面図

【図１１】



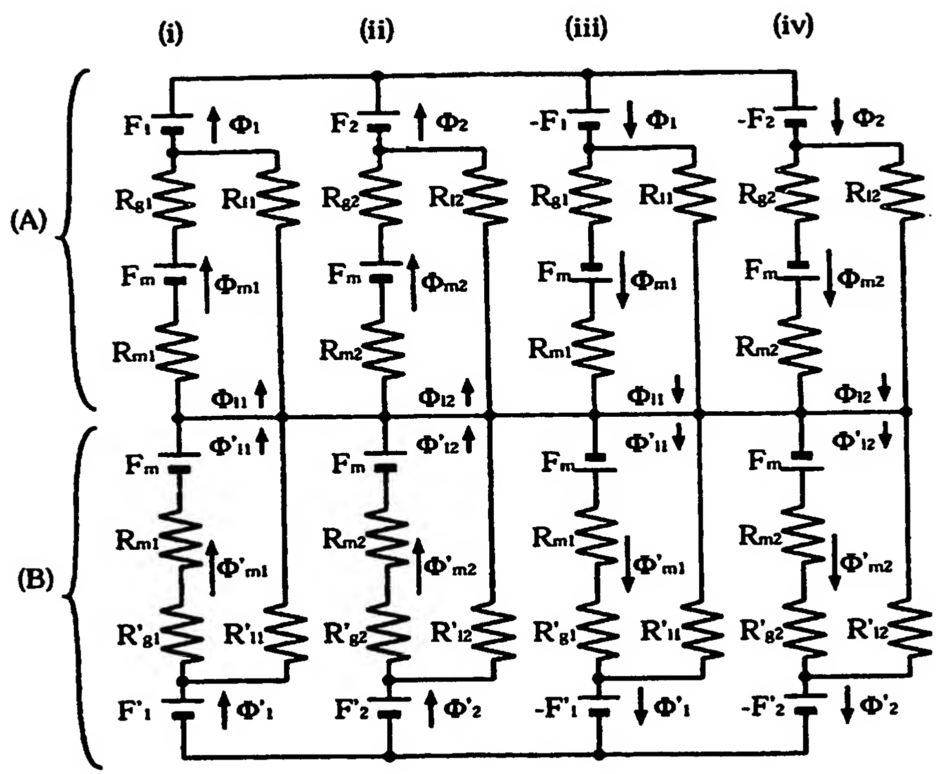

極座標展開図

【図１２】



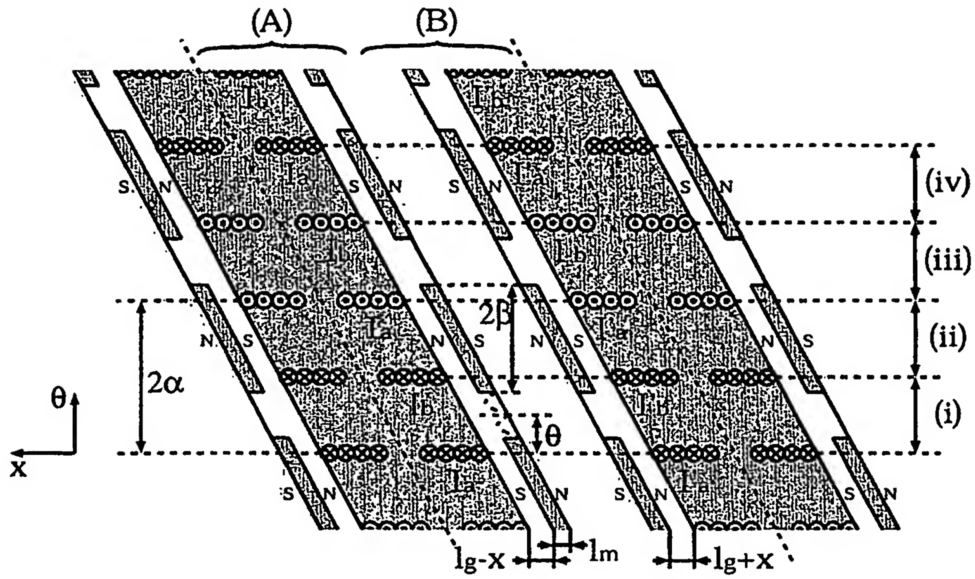

モード $1(-(\alpha-\beta) \leq \theta \leq \alpha-\beta)$ の場合

【図１３】



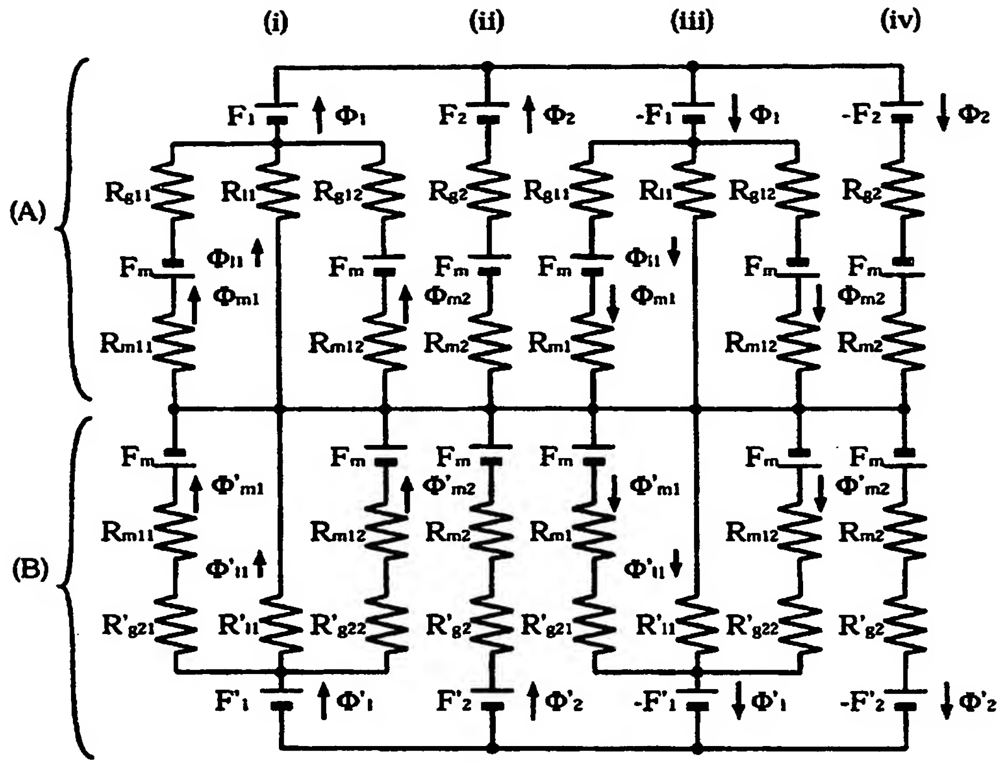

モード１の等価磁気回路

【図１４】



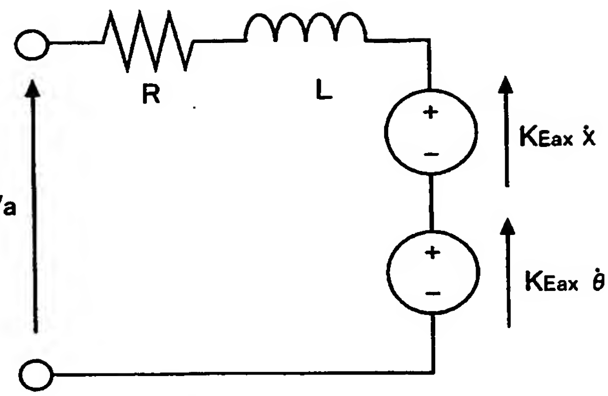

モード $2(\alpha-\beta\leq\theta\leq\beta)$ の場合

【図１５】



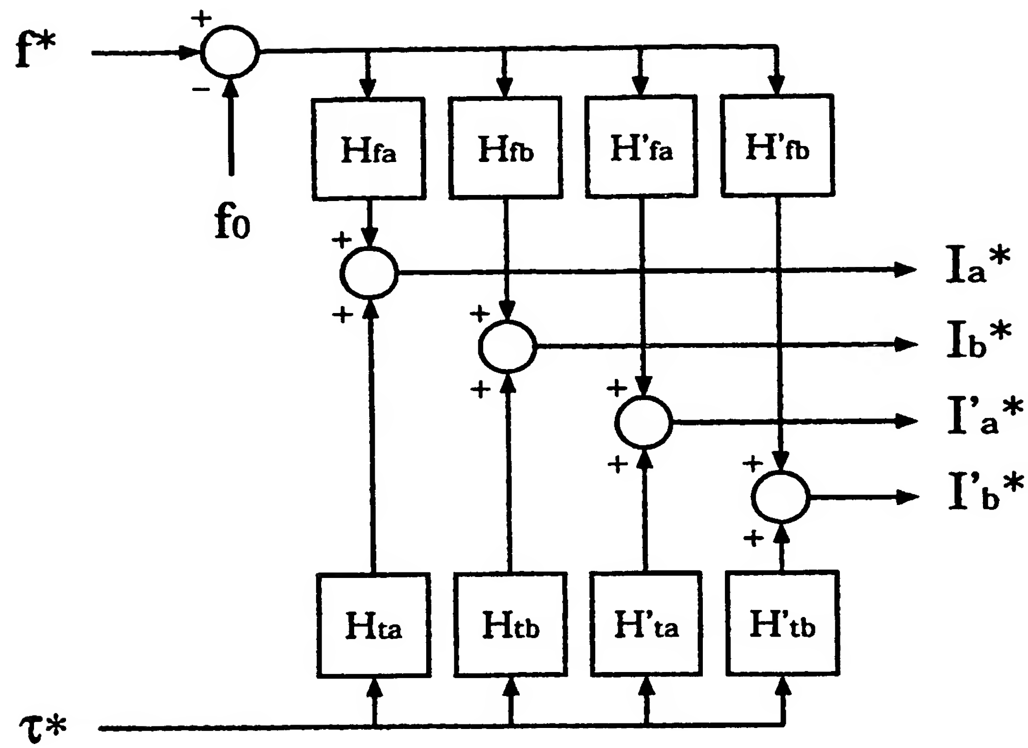

モード２の等価磁気回路

【図１６】



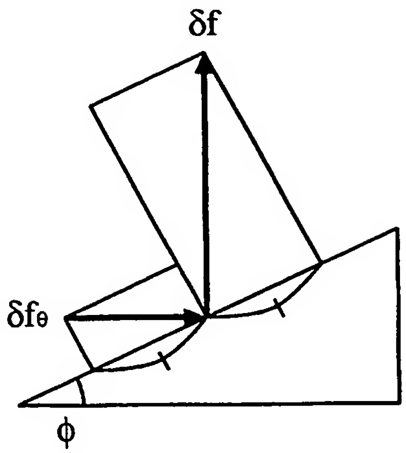

電機子回路

【図１７】



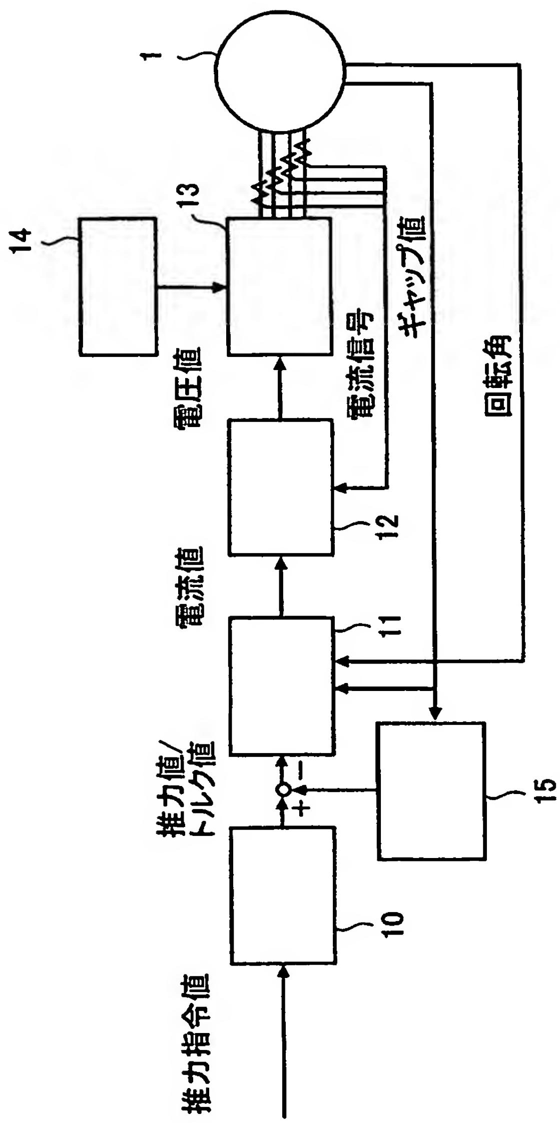

推力・トルク－電流変換器

【図１８】

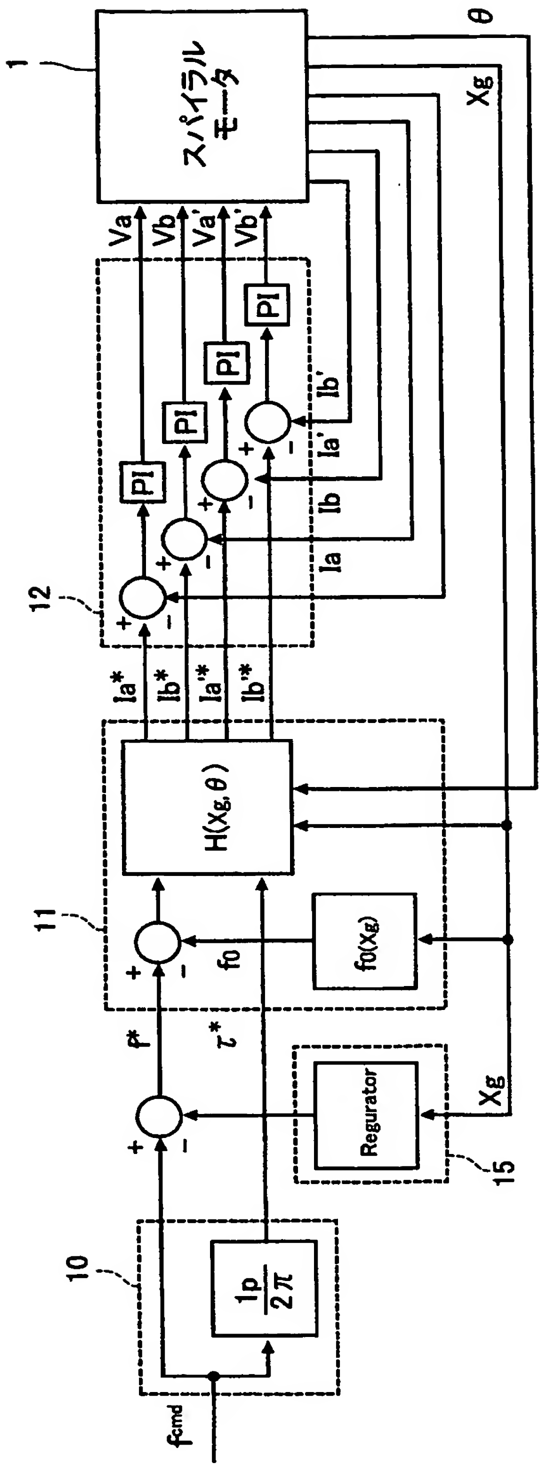



ねじの原理

【図１９】

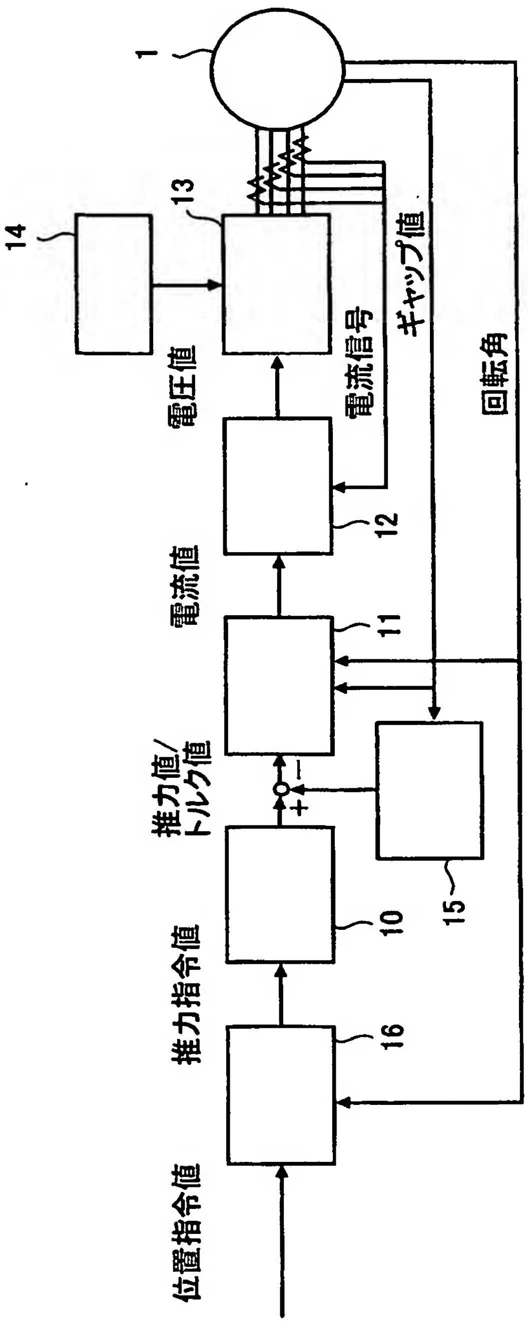


【図２０】

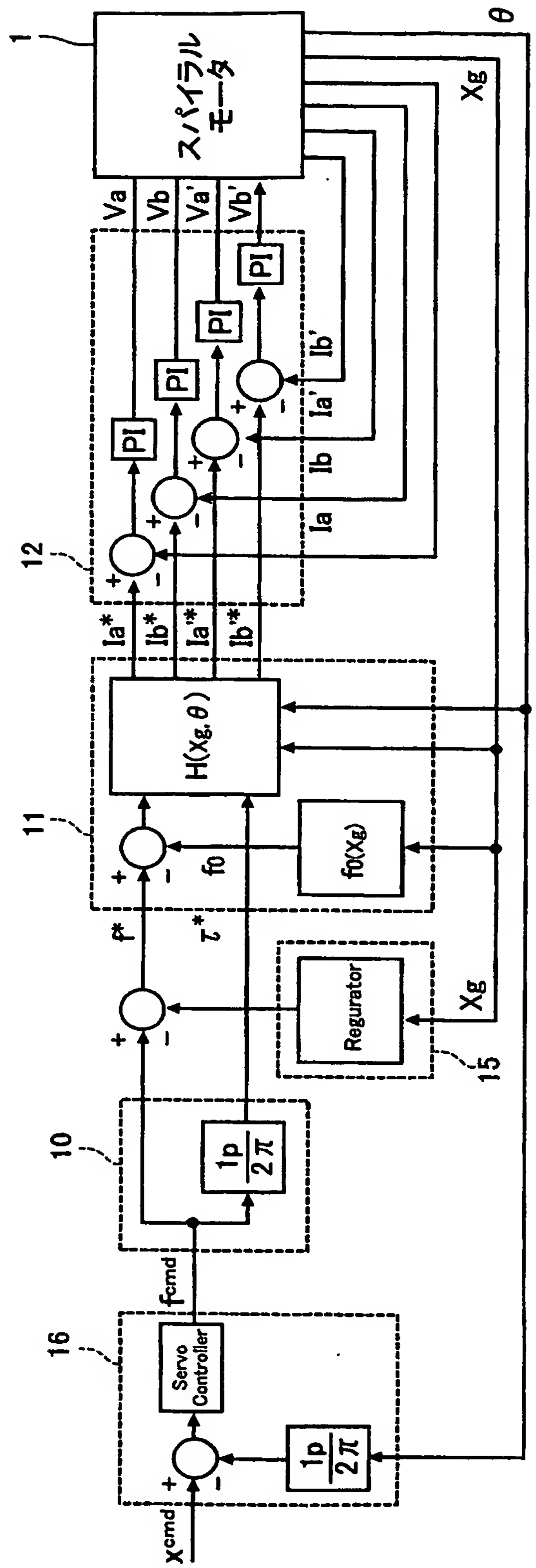



推力制御系の詳細

【図２１】


1
13
14
電圧値
電流信号
ギャップ値
回転角
12
電流値
11
推力値/
トルク値
+
−
15
10
推力指令値
16
位置指令値

【図２２】




位置制御系の詳細

【書類名】　　　　要約書

【要約】

【課題】　直進駆動力を発生するモータにおいて、小型軽量、高精度、高推力の各点を同時に備えることができること。

【解決手段】　スパイラル型リニアモータ１は、回転子３及び固定子２を共にらせん状に構成し、両らせん状部分を互いに組み合わせることにより、らせん状に回転しながら軸方向に推力を発生する。らせん状とすることにより減速ギヤと同様に高推力を得ることができ、また、回転子と固定子の軸方向に対向する大きな面積を利用することにより高推力を得ることができる。

【選択図】　図１

# 認定・付加情報

| | |
|---|---|
| 特許出願の番号 | 特願２００２－３２０９６５ |
| 受付番号 | ５０２０１６６５８５２ |
| 書類名 | 特許願 |
| 担当官 | 鈴木　紳　　　　　　９７６４ |
| 作成日 | 平成１４年１１月　７日 |

＜認定情報・付加情報＞

| | |
|---|---|
| 【提出日】 | 平成14年11月 5日 |

次頁無

特願２００２－３２０９６５

出　願　人　履　歴　情　報

識別番号　［８０１０００３８］

１．変更年月日　２００１年　５月２１日
［変更理由］　新規登録
住　所　神奈川県横浜市保土ケ谷区東川島町３５番地５０
氏　名　よこはまティーエルオー株式会社

２．変更年月日　２００３年　４月　８日
［変更理由］　住所変更
住　所　神奈川県横浜市保土ケ谷区常盤台７９番５号
氏　名　よこはまティーエルオー株式会社